Office - Peters

Physikalische Zeitschrift

begründet von E. Riecke und H. Th. Simon

vereinigt mit dem

Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik

begründet von Johannes Stark

Herausgeber:

Prof. Dr. **P. Debye**, Prof. Dr. **F. Harms** und Prof. Dr. **R. Seeliger**

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von drei bis vier Bogen und wird vierteljährlich für Goldmark 11.— postfrei geliefert. Für das Ausland beträgt der Preis $ 3.— vierteljährlich. Für die Mitglieder der Deutschen Physikalischen Gesellschaft im Inland Goldmark 9.—, im Ausland $ 2.60. Bestellungen nehmen jede Buchhandlung sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen werden für die einmal gespaltene Millimeterzeile mit Goldmark —.35, Beilagen mit Goldmark 60.— berechnet.

Alle Manuskripte und darauf bezügliche Zuschriften sind an Prof. Dr. F. Harms, Würzburg, Bismarckstr. 1, zu senden, mit Ausnahme der zusammenfassenden Berichte, deren Redaktion Prof. Dr. R. Seeliger, Greifswald, Loitzerstr. 43, führt. Büchersendungen und Anzeigen-Aufträge direkt an den Verlag.

No. 1. Ausgegeben am 1. Januar 1927. No. 725. Printed in Germany. 28. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

K. W. F. Kohlrausch, Über die Widersprüche in den Versuchen mit *RaC*-γ-Strahlung. S. 1—10.

J. Markl, Über Pechblende und Pechblendenrückstände von St. Joachimstal und deren Emanationsabgabe. S. 10—12.

H. Lorenz, Das Turbulenzproblem für die Strömung zwischen parallel verschobenen Wänden. S. 12—16.

O. Blüh, Untersuchung der Spannungsverhältnisse bei Adsorption und Diffusion im elektrischen Feld. S. 16—22.

R. Bass, Über die Begrenzung der Geschwindigkeiten. S. 22—23.

M. Neunhöffer und K. Steiner, Über ein Braunsches Elektrometer für Spannungen bis 18000 Volt. S. 23—24.

Zusammenfassende Berichte:

A. E. Lindh, Bericht über die Entwicklung der Röntgenspektroskopie während der Jahre 1921—1925. 1. Teil. S. 24—62.

Besprechungen:

A. Sommerfeld, Three Lectures on Atomic Physics. S. 62.

J. H. Van Vleck, Quantum Principles and Line Spektra. S. 62—63.

Handbuch der Elektrizität und des Magnetismus. Bd. V, Lieferung 1. S. 63—64.

J. Wiesent, Repetitorium der Experimentalphysik. S. 64.

Tagesereignisse. S. 64.

Personalien. S. 64.

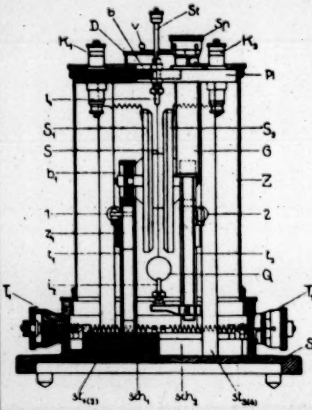
Angebote. S. 64.

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG

Mit einer Beilage von Friedr. Vieweg & Sohn A.-G. in Braunschweig betreffend: Müller-Pouillets Lehrbuch der Physik. 11. Auflage.

Phys.-mech. Institut von Prof. Dr. M. Th. Edelmann & Sohn,

München.



Saiten-Elektrometer

nach Lutz-Edelmann (neue Form).

C. W. Lutz, Physik. Zeitschrift, 24. Jahrgang. 1923. Seite 166—170.

Katalog 30, Spezialliste No. 32 über Saitengalvanometer und Registrierapparate, Spezialliste No. 31 über einfache Präzisionsschulapparate gratis und franko.

Neuste Konstruktion!

Kugelepiskop. D.R.P. 230314.

Franz Schmidt & Haensch

Berlin S 42, Prinzessinnenstraße 16

Werkstätten für Präzisions-Mechanik und Optik.

Neue optische Spezialinstrumente eigener Konstruktion, Polarisations-, Spektral-, Projektionsapparate, Episkope u. a.

Preislisten kostenlos.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

No. 1. 1. Januar 1927. Redaktionsschluß für No. 3 am 10. Januar 1927. 28. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

K. W. F. Kohlrausch: Über die Widersprüche in den Versuchen mit *RaC*-γ-Strahlung. S. 1.

J. Markl, Über Pechblende und Pechblendenrückstände von St. Joachimstal und deren Emanationsabgabe. S. 10.

H. Lorenz, Das Turbulenzproblem für die Strömung zwischen parallel verschobenen Wänden. S. 12.

O. Blüh, Untersuchung der Spannungsverhältnisse bei Adsorption und Diffusion im elektrischen Feld. S. 16.

R. Bass, Über die Begrenzung der Geschwindigkeiten. S. 22.

M. Neunhöffer u. K. Steiner. Über ein Braunsches Elektrometer für Spannungen bis 18000 Volt. S. 23.

Zusammenfassende Berichte:

A. E. Lindh, Bericht über die Entwicklung der Röntgenspektroskopie während der Jahre 1921—1925. S. 24.

Besprechungen:

A. Sommerfeld, Three Lectures on Atomic Physics. S. 62.

J. H. Van Vleck, Quantum Principles and Line Spectra. S. 62.

Handbuch der Elektrizität und des Magnetismus. S. 63.

J. Wiesent, Repetitorium der Experimentalphysik. S. 64.

Tagesereignisse. S. 64.

Personalien. S. 64.

Angebote. S. 64.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über die Widersprüche in den Versuchen mit *RaC*-γ-Strahlung.

Von K. W. F. Kohlrausch.

In der letzten Zeit wurde mehrfach der Versuch gemacht, ob sich die an Röntgenstrahlen beobachteten Gesetzmäßigkeiten auch auf die wesentlich kürzeren Wellenlängen der γ-Strahlung übertragen lassen; da bei diesen Experimenten aus äußeren Gründen gewöhnlich Radium als γ-Quelle verwendet wird und da diese γ-Strahlung keineswegs homogen ist, so hat sich der Begriff „Effektivwellenlänge $\bar{\lambda}$" eingebürgert als jene repräsentative Wellenlänge, die in die durchwegs wellenlängenempfindlichen Gesetzmäßigkeiten eingesetzt imstande ist, das γ-Experiment quantitativ zu beschreiben. Liegt das so gefundene $\bar{\lambda}$ mit seinem Wert um $20 \cdot 10^{-11}$ cm herum, so wird diese Übereinstimmung des Befundes mit der Wellenlänge der stärksten photoelektrisch wirksamen *RaC*-γ-Linie meist als hinreichendes Kriterium für die Brauchbarkeit der zu prüfenden Röntgenformel angesehen. Es ist in dieser Art bereits eine ganze Anzahl von Proben durchgeführt worden, und es hat den Anschein, als ob man allgemein der Ansicht wäre, die in Diskussion stehende Gemeinsamkeit der Gesetze für das Geschehen an Röntgen- und γ-Strahlen sei durch sie sichergestellt. Unter diesen Umständen wird es vielleicht von Wert sein, wenn einmal darauf verwiesen wird, daß doch noch eine ganze Reihe von Unstimmigkeiten bestehen und daß zu einer quantitativen Sicherung der angestrebten Aussage vom Experiment im allgemeinen mehr gefordert werden muß, als es bis jetzt geleistet hat.

1. Die Intensitätsverteilung im γ-Spektrum.

Als Grundlage für alle Vergleiche zwischen experimentellem Befund und theoretischer Erwartung muß unter allen Umständen eine möglichst genaue Kenntnis der spektralen Zusammensetzung der verwendeten Strahlenart angestrebt werden. Daher ist auch bei den folgenden Überlegungen die Besprechung der spektralen Zusammensetzung vorangestellt und auf ihrem Ergebnis — wenn es auch ein etwas schwankender Grund ist — das weitere aufgebaut.

Die photoelektrische Wellenlängenmessung, deren Verwendbarkeit dadurch experimentell erwiesen ist, daß sie in jenem λ-Bereich, wo noch Interferenz-Bestimmungen möglich sind, zum selben Ergebnis führt wie diese, kann in doppelter Art ausgeführt werden. Entweder indem die im eigenen Atom ausgelöste β-Strahlung bezüglich ihrer Energie E_β nach der bekannten Methode der magnetischen β-Spektren bestimmt und daraus bei Kenntnis der Ablösearbeit A mittels der photoelektrischen Grundgleichung $h\nu_0 = E_\beta + A$ auf die Auslöseenergie $h\nu_0$ zurückgerechnet wird. Oder, indem die zu untersuchende γ-Strahlung aus fremden Atomen die Photoelektronen auslöst, deren beobachtetes E_β wieder das $h\nu_0$ zu ermitteln gestattet. Da die letztere Methode der „Fremd-Erregung" in bezug

Tabelle I.

Linienspektrum der *RaC*-γ-Strahlung und zugehörige Verteilung der Impulshäufigkeit.

Wellenlänge λ in 10^{-11} cm	24,4	20,2	16,0	13,2	10,9	9,9	8,7	6,9	5,6
Energie $h\nu = \varepsilon_\lambda$ in e-Kilovolt	507	610	771	939	1127	1245	1425	1802	2210
Intensitätsschätzung von Thibaut D	8	30	8	6	13	7	16	8	2
Relative Impulshäufigkeit $\frac{z_\lambda}{\sum z_\lambda} = \Gamma_\lambda$	0,6	4,2	2,2	3,1	11,5	8,3	28,2	28,5	13,4
Schwächungskoeff. μ_λ in Blei in cm^{-1}	1,03	0,81	0,59	0,46	0,37	0,34	0,29	0,24	0,19

auf die Auslegung der Versuche wesentlich eindeutiger ist, und da sie sogar gestattet ohne Kenntnis der aus einem fremden Beobachtungskomplex zu entnehmenden A-Werte die gesuchten $h\nu_0$ der γ-Strahlung zu bestimmen[1]), so wird im folgenden auf das diesbezügliche Zahlenmaterial J. Thibauds[2]) Bezug genommen. In Tabelle I enthalten die ersten drei Zeilen diese Thibaudschen Angaben[3]), und zwar die Wellenlänge in X-Einheiten (1. X-Einh. = 10^{-11} cm), darunter die Energie $h\nu_0$ in e-Kilovolt[4])

$$(h\nu)_{\mathrm{eKV.}} = \frac{12350}{(\lambda)_{X\text{-Einh.}}}$$

und dazu die Intensitätsschätzung D der Linien. In der Arbeit[3]) ist nicht angegeben, wie diese relative Intensität gewonnen wurde; ein Vergleich mit den ausführlichen Mitteilungen[2]) zeigt, daß es sich um Schätzung der von den ausgelösten Photoelektronen auf der photographischen Platte hervorgerufenen Schwärzungsdichte handelt. Diese Intensitätsverteilung ist, wenn man von einer Variation der Plattenempfindlichkeit mit der β-Energie absieht und die Schwärzung der Zahl der β-Teilchen proportional setzt, ein Maß für die Zahl der γ-Impulse, die photoelektrisch wirksam waren, aber zunächst kein direktes Maß für die überhaupt vorhandene Anzahl von γ-Impulsen gleicher Energie. Denn von z_λ vorhandenen Impulsen werden nur $\tau_\lambda z_\lambda dx$ in der dünnen Schichte dx photoelektrisch wirksam sein; darin ist τ_λ der „wahre Absorptionskoeffizient", nach dem bekannten Bragg-Peirceschen Absorptionsgesetz für einunddasselbe Material proportional λ^3. Wenn daher dieses Gesetz auch noch im Gebiete der γ-Strahlen Gültigkeit hat, dann ist die Thibaudsche Intensitätsangabe durch λ^3 zu dividieren, sobald gefragt wird, welcher Prozentsatz der insgesamt pro Sekunde ausgesendeten z γ-Impulse auf die einzelnen Wellenlängenbereiche entfällt. Die vierte Zeile enthält diese Angabe, nämlich

$$\Gamma_\lambda = \frac{D/\lambda^3}{\sum D/\lambda^3}.$$

Die mit der dritten Potenz von λ sich ändernde Wahrscheinlichkeit für die photoelektrische Wirksamkeit eines γ-Impulses bewirkt demnach, daß z. B. zur Herstellung der starken Photolinie bei $\lambda = 20{,}2$ X-Einh. eine dreimal geringere Impulszahl genügt als zur Herstellung der schwachen Linie bei $\lambda = 5{,}6$ X-Einh. In bezug auf die Impulshäufigkeit liegt also der spektrale Schwerpunkt nicht bei 20,2 X-Einh. und das muß sich überall dort äußern, wo nicht nur die photoelektrische γ-Betätigung zur Beobachtung gelangt.

Nun sind die Intensitätsschätzungen allerdings recht unsicher. Bei Aufnahme eines magnetischen β-Spektrums bewirken verschiedene Umstände, wie die endliche Spaltbreite, die oft recht erheblichen nach Breite und Tiefe ausgedehnten Dimensionen der Strahlerquelle, schiefer Strahlenverlauf im Magnetfeld, Absorption der in tieferen Schichten ausgelösten β-Teilchen in der Strahlermaterie, Streuung[1]) der primären γ-Strahlen u. a. m., daß die eigentlich zu einer Linie gehörigen β-Teilchen im Magnetfeld zu einem Band auseinandergezogen werden, dessen Kante, nach der Seite der höheren β-Geschwindigkeit gerichtet, zwar scharf sein mag, aber in ihrer Dichte ein nur unsicheres Kriterium für $\tau_\lambda z_\lambda$ abgibt. Es ist recht gut denkbar, daß durch diese Fehlerquellen die langsameren Photoelektronen stärker betroffen werden, wie die schnellen, daß also ohne diese Fehler die Thibaudschen Intensitäten der Zeile 3 eine Verschiebung zugunsten der großen λ-Werte erhalten hätte und daher in Zeile 4 eine geringere Betonung der kurzen Wellen entstanden wäre. Allzugroß dürfte aber der Einfluß

1) Vgl. K. W. F. Kohlrausch, Photogr. Korresp. **62**, 113, 1926.

2) J. Thibaud, Journ. d. Phys. **34**, 807, 1925; Thèses 1925.

3) J. Thibaud, C. R. **180**, 1166, 1925.

4) Wird in der Energiegleichung $E\beta = e.V.$ [e = Elektronenladung, V die vom Elektron frei zu durchlaufende Spannungsdifferenz, wenn es die Energie $E\beta$ erlangen soll] e in stat. Einheiten und V in Volt gemessen, so sei diese Energieeinheit mit „e-Volt" bezeichnet.

1) L. Meitner, Zeitschr. f. Phys. **22**, 334, 1924.

kaum sein, da in den „natürlichen" γ-Spektren von Ellis und Skinner[1]), bei denen einige der erwähnten Fehlerquellen wesentlich geringer sind, eine ungefähr gleiche Intensitätsverteilung erhalten wurde. Auch ist die weitere Frage, ob dieses Linienspektrum übergelagert ist einem kontinuierlichen γ-Spektrum, noch nicht entschieden; bezüglich der hierfür maßgebenden Auslegung des kontinuierlichen β-Spektrums gehen die Meinungen[2]) noch auseinander. Trotz der angeführten Unsicherheiten muß die in Zeile 4 der Tabelle errechnete Häufigkeitsverteilung der RaC-γ-Impulse auf die einzelnen Wellenlängen mangels verläßlicherer Daten zur Grundlage der weiteren Überlegungen genommen werden. Und es soll geprüft werden, ob sich die bei Gültigkeit der Röntgenerfahrungen zu ziehenden Folgerungen mit dem γ-Experiment vereinbaren lassen.

2. Die Absorption.

Ein homogenes paralleles Strahlenbündel ändert bei Durchgang durch Materie (Dicke x) seine Intensität nach dem Exponentialgesetz $i = Je^{-\mu x}$. Unter der Voraussetzung, daß bei der Intensitätsmessung keine gestreute Strahlung mitgemessen wird, gilt für genügend harte Röntgenstrahlen die Beziehung

$$\left.\begin{aligned} \mu_t = \tau_t + \sigma_t = CN^3\lambda_0^3 + \\ + 6{,}64 \cdot 10^{-25} \frac{\lambda_0}{\lambda_0 + 48{,}4 \cdot 10^{-11}} \end{aligned}\right| \quad (1)$$

Hierin ist $\mu_t = \frac{\mu}{n}$ der auf den Anteil des einzelnen Elektrons bezogene Schwächungskoeffizient, wenn $n = \frac{LN\varrho}{A}$ [Loschmidtsche Zahl der Atome pro Mol $L = 6{,}06 \cdot 10^{23}$; N Atomnummer und Zahl der Elektronen pro Atom, ϱ Dichte, A Atomgewicht] die Zahl der Elektronen im cm³ bedeutet. $\tau_t = CN^3\lambda^3$, die „Photoabsorption" enthält den Faktor C, der innerhalb $N = 6$ bis $N = 82$ und innerhalb $\lambda_0 = 300$ bis $\lambda_0 = 120 \cdot 10^{-11}$ cm zu $C = 2{,}24 \cdot 10^{-2}$ gefunden wurde[3]), wenn λ in Zentimeter gemessen wird. Die Beibehaltung dieses Wertes für die 10mal kürzere γ-Strahlung ist eine versuchsweise Extrapolation. $\sigma_t = \frac{\sigma_0}{n} \frac{\lambda_0}{\lambda_0 + 2\Lambda}$ die „Streuabsorption", hat die von der Comptonschen Theorie geforderte Form; σ_0 ist der Thomsonsche Streukoeffizient, Λ die in der Lichtquantentheorie immer wiederkehrende Konstante, gegeben durch

$$\Lambda = \frac{h}{mc} = 24{,}2 \cdot 10^{-11}\,\text{cm}$$

(h Planckscher Wirkungsquantum, m Elektronenmasse, c Lichtgeschwindigkeit), λ_0 die Primärwellenlänge in Zentimeter. Die nach Formel (1) gerechneten Schwächungskoeffizienten homogener Ra-C-γ-Strahlung in Blei, $\mu_{\text{Pb}} = n\mu_{t,\text{Pb}}$, enthält Zeile 4 der Tabelle I.

Nicht mit diesen μ-Werten hat es der Experimentator zu tun; vielmehr bestimmt er aus seinen Beobachtungen, die er an dem inhomogenen Gemisch aller der in Tabelle I angeführten Komponenten vorzunehmen gezwungen ist, einen mittleren Wert $\bar{\mu}$ aus der Definition $\bar{\mu} = -\frac{1}{i}\frac{di}{dx}$. Da für ein Strahlengemisch, das aus einzelnen homogenen Gruppen von je z_λ-Impulsen mit der zugehörigen Energie $(h\nu_0)_\lambda = \varepsilon_\lambda$ besteht, das Absorptionsgesetz die Form hat:

$$i = \sum (z_\lambda \varepsilon_\lambda)_0 e^{-\mu_\lambda x} \quad \text{bzw.} \quad z = \sum (z_\lambda)_0 e^{-\mu_\lambda x},$$

je nachdem, ob die Energie des hindurchgelassenen γ-Bündels gemessen oder ob die noch vorhandene Impulszahl bestimmt wird, so folgt daraus, daß der experimentelle Schwächungskoeffizient $\bar{\mu}_t = \frac{\bar{\mu}}{n}$ zu errechnen ist aus:

$$\left.\begin{aligned} \bar{\mu}_t = \bar{\tau}_t + \bar{\sigma}_t = CN^3(\bar{\lambda})^3 + \\ + 6{,}64 \cdot 10^{-25} \frac{\bar{\lambda}'}{\bar{\lambda}' + 48{,}4 \cdot 10^{-11}}, \end{aligned}\right| \quad (2)$$

worin die „effektive" Photowellenlänge $\bar{\lambda}$ bzw. die effektive Streuwellenlänge $\bar{\lambda}'$ gegeben sind durch:

Energiemessung: $(\bar{\lambda})^3 = \frac{\sum \lambda^3 z_\lambda \varepsilon_\lambda}{\sum z_\lambda \varepsilon_\lambda}$; $\frac{\bar{\lambda}'}{\bar{\lambda}' + 48{,}4 \cdot 10^{-11}} = \frac{\sum \frac{\lambda}{\lambda + 48{,}4 \cdot 10^{-11}} \cdot \varepsilon_\lambda z_\lambda}{\sum \varepsilon_\lambda z_\lambda}$; (2a)

Zählung: $(\bar{\lambda})^3 = \frac{\sum \lambda^3 z_\lambda}{\sum z_\lambda}$; $\frac{\bar{\lambda}'}{\bar{\lambda}' + 48{,}4 \cdot 10^{-11}} = \frac{\sum \frac{\lambda}{\lambda + 48{,}4 \cdot 10^{-11}} \cdot z_\lambda}{\sum z_\lambda}$. (2b)

1) E. Rutherford, H. Robinson, Phil. Mag. **26**, 717, 1913; C. D. Ellis, H. W. B. Skinner, Proc. Roy. Soc. **105**, 60, 165, 1924.

2) J. Chadwick, C. D. Ellis, Proc. Cambridge Phil. Soc. **21**, 274, 1922; W. Pohlmeyer, Zeitschr. f. Phys. **28**, 216, 1924; L. Meitner, Zeitschr. f. Phys. **19**, 307, 1923; R. W. Gurney, Proc. Roy. Soc. **109**, 540, 1925 **112**, 380, 1926; A. Smekal, Ann. d. Phys. **81**, 391, 1926.

3) Vgl. Handb. d. Phys., Band XXIII, S. 316, und die dort angegebene Literatur.

Tabelle II.

Änderung der Effektivwellenlängen und der Schwächungskoeffizienten mit zunehmender Filterung.

Filterstärke (Al) t in cm		0	0,5	1,0	1,5	2	2,5	3	4	5	6	7
$\bar{\lambda}$ in 10^{-11} cm		9,1	8,88	8,67	8,48	8,32	8,18	8,06	7,85	7,68	7,60	7,50
$\bar{\lambda}'$ in 10^{-11} cm		8,1	7,92	7,81	7,71	7,60	7,53	7,45	7,31	7,21	7,16	7,06
μ_{Al}	berechnet	0,075	0,073	0,072	0,0716	0,0710	0,0706	0,070	0,069	0,068	0,0675	0,0670
	beobachtet	0,176	0,153	0,144		0,137	0,135	0,129	0,126			
μ_{Pb}	berechnet	0,282	0,275	0,269	0,266	0,264	0,261	0,259	0,254	0,248	0,247	0,245
	beobachtet			0,715		0,615		0,540	0,533	0,533	0,533	0,535

Wird jedoch die Strahlung, bevor sie zur Messung gelangt, gefiltert, so sind die in den obigen Summen vorkommenden Impulszahlen z_λ noch im Verhältnis $e^{-\mu'_\lambda t}$ zu verkleinern, worin μ'_λ der aus Gleichung (1) berechnete Schwächungskoeffizient des betreffenden Filtermateriales für homogene γ-Strahlen und t die Filterdicke ist.

Tabelle II enthält die aus den Angaben von Tabelle I über λ, ε_λ, Γ_λ, μ_λ sich nach (2a) ergebenden Werte für die mittlere (effektive) Photo- ($\bar{\lambda}$) und Streuwellenlänge ($\bar{\lambda}'$) in Abhängigkeit von der vorhergehenden Filterung in Blei. Daraus wurden in der 4. und 6. Zeile die mittleren $\bar{\mu}$-Werte für die Schwächung in Aluminium bzw. in Blei nach Gleichung (2) gerechnet und gegenübergestellt den experimentellen[1]) Werten, die an einer der Definition von μ entsprechenden Apparatur gewonnen wurden[2]).

Man sieht: Erstens sind die beobachteten Werte etwa doppelt so groß, wie die erwarteten. Zweitens zeigen sie für kleine Filterdicken einen viel stärkeren Gang, was für die ersten Millimeter Filterstärke wegen übergelagerter weicher RaB-Strahlung begreiflich wäre, was aber ab 10 mm Blei nicht mehr zu erklären ist. Dementsprechend zeigt sich in den berechneten $\bar{\mu}$-Werten auch nichts, was die praktisch eintretende Zerlegbarkeit[1]) der RaC-Strahlung in zwei homogene Komponenten erwarten ließe. Führt man dieselbe Zahlenrechnung nach (2b) durch, so erhält man einen etwas stärkeren Gang in λ und λ'; daher zeigen auch die $\bar{\mu}$-Werte eine schwach erhöhte Abhängigkeit von der Filterdicke t und Absolutwerte, die um 15 bis 10 Proz. höher liegen, als die der Tabelle II. So daß ein wesentlicher Unterschied zwischen Absorptionsmessungen mit Zählmethode und Ionisationsmethode nicht zu erwarten ist und in der Tat auch nicht beobachtet[1]) wurde.

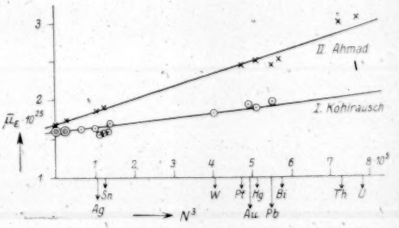


Fig. 1. $\bar{\mu}_t$ als $f(N^3)$.

Vergleicht man andererseits die aus Absorptionsmessungen an verschiedenen Substanzen nach Gleichung (1) ableitbaren Werte für $\bar{\lambda}$ und $\bar{\lambda}'$, so ergibt sich unter Heranziehung der Beobachtungen von N. Ahmad[2]), F. A. Owen, N. Flemming, E. Fage[3]) und K. F. W. Kohlrausch[4]), daß diese effektiven Wellenlängen gegenüber den Angaben von Tabelle II durchwegs wesentlich zu groß ausfallen. Nach Gleichung (1) sollten sich die bei verschiedenen N beobachteten μ_t als $f(N^3)$ aufgetragen für eine homogene γ-Strahlung linear darstellen lassen. Fig. 1 zeigt, wie weit dies der Fall ist und läßt die Koeffizienten der Geraden bestimmen, aus denen unter bestimmter Annahme für C ($2{,}24 \cdot 10^{-2}$) sowohl $\bar{\lambda}$ als $\bar{\lambda}'$ berechenbar sind.

1) Vgl. K. W. F. Kohlrausch, Jahrb. d. Rad. u. Elektr. **15**, 64, 1918.

2) Die Absorptionsversuche G. Hoffmanns (Physik. Zeitschr. **26**, 669, 1925), bei denen Absorberdicken bis zu 32 cm Blei verwendet und harte Ra-γ-Strahlungen mit $\mu_{Pb} = 0{,}18$ gefunden wurden, werden hier nicht herangezogen, weil bei seinen Beobachtungen nicht die, der Definition eines Absorptionskoeffizienten entsprechende Anordnung verwendet war und daher der Einfluß mitgemessener Streustrahlung unübersichtlich ist.

1) V. F. Hess, R. W. Lawson, Wien. Ber. **125**, 2585, 1916; A. F. Kovarik, Phys. Rev. **23**, 228, 559, 1924.

2) N. Ahmad u. Mitarbeiter, Proc. Roy. Soc. 105, 507, 1924; **106**, 8, 1924; **109**, 207, 1925.

3) F. A. Owen, N. Flemming, E. Fage, Proc. Phys. Soc. Lond. **36**, 355, 1924.

4) K. W. F. Kohlrausch, Wien. Ber. **126**, 441, 887, 1917.

Man erhält für

I. $\bar{\mu}_\varepsilon = 1{,}60 \cdot 10^{-25} + 0{,}55 \cdot 10^{-31} N^3$

daraus:

$\overline{\lambda'} = 15{,}5 \cdot 10^{-11}$ cm; $\bar{\lambda} = 13{,}5 \cdot 10^{-11}$ cm,

für II. $\bar{\mu}_\varepsilon = 1{,}68 \cdot 10^{-25} + 1{,}60 \cdot 10^{-31} N^3$

daraus:

$\overline{\lambda'} = 16{,}8 \cdot 10^{-11}$ cm; $\bar{\lambda} = 19{,}4 \cdot 10^{-11}$ cm.

Dazu ist zu bemerken, daß bei I Mitmessung von Streustrahlung ausgeschlossen war, während bei II diesbezüglich sowie wegen nicht parallelen Strahlenganges eine Korrektur anzubringen ist, welche für Kurve II $\overline{\lambda'}$ auf $19 \cdot 10^{-11}$ erhöht. Ferner war bei I die Strahlung ungefiltert, der Absorptionsverlauf aber analysiert und die Absorption der harten Strahlung (entsprechend einer Filterung von etwa 4 cm Pb) abgesondert. Bei II war die Strahlung durch 1 cm Pb gefiltert, eine weitere Analyse fand nicht statt. Entsprechend den Angaben von Tabelle II wären somit zu erwarten gewesen:

für I (härteste Komponenten, starke Filterung)

$\lambda' = 7{,}1$ bis $7{,}5$; $\lambda = 7{,}5$ bis 8,

für II (1 cm Pb-Filterung) $\lambda' = 7{,}8$ $\lambda = 8{,}7$.

Obwohl in beiden Fällen die Absorption in relativ dünnen Schichten gemessen wurde und die theoretischen Beziehungen daher anwendbar waren, ergibt sich weder, daß $\lambda' < \lambda$; noch ergibt sich Übereinstimmung in den Absolutwerten. Erwähnt sei aber auch, daß die Meßgenauigkeit für μ-Werte von Kohlrausch zu etwa 4 Proz., von Ahmad zu $^1/_2$ Proz. angegeben wird, somit weit oberhalb der hier besprochenen Unstimmigkeiten liegt. Spätere Versuche Ahmads haben mit verschieden gefilterter γ-Strahlung die Werte ergeben:

Filterung durch	0,5 cm Fe	2,5 cm Fe	6,5 cm Fe	1 cm Pb	3,4 cm Hg
Streuwellenlänge λ' =	22,7	21,6	20,3	19,0	18,5 $\cdot 10^{-11}$ cm
Photowellenlänge λ =	23,6	22,3	21,9	20,6	20,5 $\cdot 10^{-11}$ cm

So wie es Tabelle II verlangt, ist diesmal $\lambda' < \lambda$; auch ist die Abnahme der Effektiv-Wellenlängen erwartungsgemäß langsam. Die Absolutwerte sind jedoch wieder um mehr als das Doppelte zu hoch. — Owen, Flemming und Fage (l. c.) kommen bei etwas geänderter Experimentalanordnung und unter Verwendung eines durch 2,3 cm Blei gefilterten Parallel-γ-Bündels zu einer Effektivwellenlänge von $\lambda = \lambda' = 21 \cdot 10^{-11}$ cm statt zu $\lambda = 7$ bis $8 \cdot 10^{-11}$ cm.

Da in den hier herangezogenen Versuchen ein grundsätzlicher Fehler nicht aufzeigbar ist, kommt man zu dem Schluß, daß entweder Gleichung (1) nicht anwendbar ist oder daß die zum Ausgangspunkt genommene Intensitätsverteilung im RaC-γ-Spektrum nicht richtig ist. Was die Gleichung (1) anbelangt, sei daran erinnert, daß selbst im Röntgengebiet ihre Gültigkeit durchaus nicht sichergestellt erscheint. So findet J. S. Allen[1]), der selbst Absorptionsmessungen an Elementen mit $N = 4$ bis $N = 83$ und mit Wellenlängen von $\lambda = 700$ bis $\lambda = 80 \cdot 10^{-11}$ cm durchführte, bei der Diskussion seiner eigenen und einer ganzen Reihe anderer Beobachtungen, einen Anstieg von $\frac{\sigma}{\varrho}$ mit zunehmendem N; da $\frac{\sigma}{\varrho} = \sigma_\varepsilon \cdot L \cdot \frac{N}{A}$ ist, da weiters (abgesehen von $N = 1$) $\frac{N}{A}$ von Helium bis Uran abnimmt von $\frac{N}{A} = 0{,}5$ bis $\frac{N}{A} = 0{,}24$, so würde diese Konstatierung Allens eine Zunahme des σ_ε von mindestens (wenn $\frac{\sigma}{\varrho}$ konstant wäre) auf das Doppelte verlangen, d. h. eine Materialabhängigkeit des σ_ε, von der die Gleichung (1) keine Rechenschaft gibt. Andrerseits ist, wie schon eingangs erwähnt, auch die Extrapolation der Form des Photoabsorptionstherms auf die kurzen γ-Wellen eine völlig versuchsweise.

Somit besagt die in Fig. 1 gezeigte lineare Darstellbarkeit der Absorptionsmessungen zunächst nur, daß erfahrungsgemäß innerhalb der Beobachtungsgenauigkeit für $\bar{\mu}_\varepsilon$ der harten RaC-γ-Strahlung gilt:

$$\bar{\mu}_\varepsilon = A + B N^3.$$

Die Identifizierung von A und B mit den entsprechenden Ausdrücken der Gleichung (1) kann einen physikalischen Sinn haben, muß es aber nicht. Man wird die Zweckmäßigkeit nur zugeben, wenn man durch diese Identifizierung auf Werte von λ und λ' kommt, die durch sonstige Erfahrung gestützt sind. Da dies derzeit nicht der Fall ist, kann auch nicht, wie es jetzt in der Literatur häufig zu finden ist, von einem „Beweis“ der Gültigkeit von (1) oder von einer „nachgewiesenen“ Effektivwellenlänge gesprochen werden.

Allerdings ist die obige Diskrepanz auch kein Gegenbeweis für die Gültigkeit von Gleichung (1). Denn es ist sehr wohl denkbar, daß die bis-

1) J. S. Allen, Phys. Rev. **24**, 1, 1924; **27**, 266, 1926.

herigen Kenntnisse über die spektrale Intensitätsverteilung ungenügende sind, daß entweder die Thibaudschen Intensitätsangaben nicht zu erreichen, oder daß doch ein kontinuierliches γ-Spektrum vorhanden ist, oder beides. Darum soll diese spektrale Verteilung der Tabelle I noch an zwei weiteren experimentellen Konsequenzen geprüft werden.

3. Die Streuelektronen.

Die Comptonsche Theorie verlangt, daß beim Streuvorgang das beteiligte Elektron einen Rückstoß erfährt; wird es unter dem $\sphericalangle \varphi$, gemessen von der primären γ-Richtung aus, weggestoßen, so trägt es die Energie[1])

$$E_\beta = \varepsilon_0 \frac{2\alpha}{1 + 2\alpha + (1+\alpha)^2 \operatorname{tg}^2 \varphi}, \qquad \alpha = \frac{\varepsilon_0}{mc^2} = \frac{\lambda}{\lambda_0}. \tag{3}$$

Die Zahl z_β der Rückstoßelektronen, die in den Winkelbereich von $\varphi = 0$ (wo $E_\beta = E_{\beta,\max} = \frac{2\alpha}{1+2\alpha}\varepsilon_0$ ist) bis φ ($E_\beta = E_{\beta,\varphi}$) gestoßen werden, ist gegeben durch:

$$z_\beta = z'_\beta \left[1 - \frac{3}{2}\left(y - y^2 + \frac{2}{3}y^3\right)\right], \qquad y = \frac{E_{\beta,\varphi}}{E_{\beta,\max}}, \tag{4}$$

worin Z' die Anzahl der überhaupt stattfindenden Streuprozesse bedeutet.

Nun hat D. Skobelzyn[2]) sich schon vor einiger Zeit mit der Ausmessung von Streuelektronenbahnen, die mittels *RaC*-γ-Strahlung in der Wilson-Nebelkammer erzeugt wurden, befaßt und hat kürzlich[3]) die Methode vervollkommt auf Stereoskopphotographie. In seiner letzten, wohl nur vorläufigen Notiz[4]) gibt er die durch Ablenkung im Magnetfeld ermittelte Energie E_β von 170 Rückstoßelektronen an, deren Anfangsrichtung zwischen $\varphi = 0$ und $\varphi = 20^0$ lag. Ihre Häufigkeitsverteilung je nach dem Energiegehalt in e-Kilovolt gibt die Tabelle III.

Dieser Häufigkeitsverteilung kann man die nach den Formeln (3) und (4) berechenbare Erwartung gegenüberstellen, wenn man die in Tabelle I berechnete relative Impulshäufigkeit zugrunde legt.

Tabelle IV enthält die Zahlenwerte dieser Berechnung: in der ersten Zeile die in e-Kilovolt ausgedrückte Energie $\varepsilon_{0\lambda}$ der γ-Linien im *RaC*-Spektrum; in der zweiten und dritten Zeile die in der gleichen Einheit ausgedrückte Energie E_β der zugehörigen Streuelektronen, im Falle der Rückstoßwinkel $\varphi = 0$ bzw. $\varphi = 20^0$ beträgt, und zwar berechnet nach Formel (3); die vierte Zeile gibt nochmals die schon in Tabelle I vorkommende relative Häufigkeitsverteilung I'_λ der γ-Impulse auf die einzelnen Linien. Da sie nicht in dieser Verteilung zur Streuwirkung gelangen, sondern nur jeweils der Bruchteil $\sigma_\lambda I'_\lambda$, so enthält Zeile 5 die für die Streuung maßgebende und für Formel (4) nötige relative Verteilung $z' = \frac{\sigma_\lambda I'_\lambda}{\Sigma \sigma_\lambda I'_\lambda}$. Zeile 6 gibt den mit Hilfe von $\frac{E_{\beta\varphi}}{E_{\beta\max}} = y$ gerechneten Klammerausdruck in Formel (4) und endlich die siebente Zeile die aus Zeile 5 und 6 erhältliche relative Rückstoßelektronenverteilung $\frac{z_\beta}{\Sigma z_\beta}$. Dieser gegenübergestellt sind in der achten Zeile die Beobachtungen Skobelzyns, wobei zu den durch Zeile 2 und 3 begrenzten E_β-Intervallen aus Tabelle III die zugehörigen Elektronenhäufigkeiten zu entnehmen waren. Wegen des Nichtzusammenfallens der in Tabelle III gegebenen und der in Tabelle IV benötigten Intervallgrenzen einerseits, wegen des teilweisen Übergreifens der letzteren andrerseits ist die Zuordnung der Zahlen und somit die Zeile 8 nicht ganz schätzungsfrei. Der einzige bemerkenswerte Fehler, der da gemacht worden sein kann, dürfte aber nur das letzte Intervall betreffen, in welches die Elektronen nicht nur von 1420—1980 ekV. sondern bis 2550 ekV. eingerechnet wurden (d. s. um vier Elektronen mehr). Der Grund dafür war die Nichtexistenz einer γ-Linie jenseits von $h\nu = 2200$ ekV., weshalb alle oberhalb $E_\beta = 1580$ ekV. angetroffenen Elektronen folgerichtig zu dieser letzten γ-Linie gezählt worden sind[1]).

Der Vergleich zwischen Beobachtung und Erwartung (Zeile 8 und 7) zeigt nun: die Übereinstimmung kann sicher nicht als besonders gut bezeichnet werden. Jedoch erhält man den Eindruck, daß im großen und ganzen die von der Theorie erwartete Verschiebung eintritt und daß bei Streubetätigung das Schwergewicht in der Tat nach den kurzen Wellen rückt. Der Zahlenvergleich scheint mir derzeit die in Tabelle I errechnete Häufigkeitsverteilung der γ-Impulse

1) Vgl. den zusammenfassenden Bericht G. Wentzel, Phys. Zeitschr. **26**, 436, 1925.

2) D. Skobelzyn, Zeitschr. f. Phys. **24**, 393, 1924; **28**, 278, 1924.

3) D. Skobelzyn, Nature **118**, 553, 1926.

4) Der Liebenswürdigkeit des Autors verdanke ich nähere briefliche Mitteilungen.

1) Unberücksichtigt bei der Berechnung blieb die in den Versuchen durchgeführte Filterung der γ-Strahlen durch 3 mm *Pb*. Angesichts des noch provisorischen Charakters der Versuchsdaten erschien dies unwesentlich.

Tabelle III.

Häufigkeit von Rückstoßelektronen bestimmter Energie E_β in e-Kilovolt innerhalb $\varphi = 0$ bis $\varphi = 20^0$.

Energiebereich	120—135	— 155	— 175	— 205	— 230	— 260	— 295	— 335	— 380	— 425
Elektronenzahl	2	5	8	6	3	2	8	6	8	16
Energiebereich	— 475	— 535	— 600	— 670	— 745	— 830	— 925	— 1020	— 1125	— 1245
Elektronenzahl	10	7	5	6	1	6	9	11	5	11
Energiebereich	— 1370	— 1510	— 1660	— 1825	— 2000	— 2170	— 2390	— 2550	darüber	
Elektronenzahl	4	12	11	3	1	2	1	1	0	

Tabelle IV.

Beobachtete (Zeile 8) und berechnete (Zeile 7) Häufigkeitsverteilung der Rückstoßelektronen.

1 Energie in e-Kilovolt im Linienspektrum der *RaC*-γ-Strahlen (Tab. I)	507	610	771	939	1127	1245	1425	1802	2210
2 Energie der Rückstoßelektronen $E_{\beta\max}$ für $\varphi = 0^0$ (Formel 3).	338	430	579	737	918	1038	1205	1580	1980
3 Energie der Rückstoßelektronen $E_{\beta,\varphi}$ für $\varphi = 20^0$ (Formel 3)	286	361	479	599	738	818	934	1180	1420
4 Relative Impulshäufigkeit $\frac{z_\lambda}{\Sigma z_\lambda} = \Gamma_\lambda$ (Tabelle I)	0,6	4,2	2,2	3,1	11,5	8,3	28,2	28,6	13,4
5 Relativwerte für die Streuhäufigkeit $\frac{\sigma_\lambda \Gamma_\lambda}{\Sigma \sigma_\lambda \Gamma_\lambda}$	1,3	7,8	3,6	4,2	13,8	9,4	27,7	23,1	9,1
6 $1 - {}^3/_2(\gamma - \gamma^2 + {}^1/_3\gamma^3)$ nach Formel (4)	0,294	0,300	0,318	0,338	0,349	0,366	0,396	0,407	0,439
7 Berechnete relative Elektronenhäufigkeit $z_\beta / \Sigma z_\beta$	1,0	6,2	3,0	3,7	11,3	9,0	29,0	24,7	10,6
8 Beob. rel. Elektronenhäufigkeit $z_\beta / \Sigma z_\beta$ innerhalb $E_\beta \varphi$ bis $E_{\beta\max}$ (aus Tab. III)	6,5	17,2	14,4	6,5	10,8	8,6	7,9	18,0	10,1

eher zu bestätigen, als ihr zu widersprechen. Genaues läßt sich bei dem geringen Umfang der Statistik nicht sagen (von den 170 Fällen der Tabelle III liegen nur 140 im betrachteten Bereich); man wird weiteren Mitteilungen Skobelzyns mit Interesse entgegensehen. Derartige Messungen scheinen, neben den photoelektrischen Spektralbeobachtungen, berufen zu sein, die Frage nach der wahren Intensitätsverteilung im γ-Linien-Spektrum und nach der Existenz eines kontinuierlichen Kern-γ-Spektrums zu entscheiden.

4. Die Streuquanten.

Wenn in Abschnitt 3 der Versuch gemacht wurde die aus der Kenntnis des γ-Spektrums zu erwartenden Eigenschaften der Rückstoßelektronen mit der Erfahrung zu vergleichen, so sei in diesem Abschnitt der gleiche Versuch auf die Eigenschaften der gestreuten Lichtquanten selbst ausgedehnt. Als solche Eigenschaften werden vom Comptonschen Formelsystem[1]) gefordert:

Bezüglich der Abhängigkeit des Energieinhaltes des einzelnen Streuquantums $h\nu$ von der Primärenergie $h\nu_0$ und vom Streuwinkel ϑ:

$$\left.\begin{aligned} h\nu &= h\nu_0 \frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos\vartheta)}; \\ \alpha &= \frac{h\nu_0}{mc^2} = \frac{(h\nu_0)}{511}\,\text{ekV}. \\ \text{oder } \lambda &= \lambda_0 + \frac{h}{mc}(1 - \cos\vartheta) \\ \frac{h}{mc} &= 24{,}2 \cdot 10^{-11}\,\text{cm} \end{aligned}\right\} \quad (5)$$

Bezüglich der Intensitätsverteilung

$$J = C J_0 \frac{\frac{1 + \cos^2\vartheta}{2} + (\alpha + \alpha^2)(1 - \cos\vartheta)^2}{[1 + \alpha(1 - \cos\vartheta)]^5}; \qquad C = \frac{3}{8\pi r^2} \cdot \frac{\sigma_0}{n} \quad (6)$$

Die quantitative Prüfung der ersten Beziehung an γ-Strahlung von *RaC* wurde von G. Hoff-

[1]) G. Wentzel, l. c.

mann[1]) versucht; die dabei verwendete γ-Strahlung ist nur durch 1 cm *Pb* gefiltert, ist also noch ganz inhomogen. Jede einzelne der durch die Filterung geschwächten γ-Linien bewirkt eine der Gleichung (5) gehorchende Härteverteilung; die jeweiligen verschieden harten Streukomponenten in einer bestimmten Streurichtung ϑ überlagern sich und bilden eine inhomogene Streustrahlung, deren Effektivwellenlänge durch Absorptionsmessungen und mit Hilfe der Gleichung (2) bestimmt wurde. Die so ermittelten $\bar{\lambda}$ und $(\bar{\lambda}')$ würden nach 2a und 2b aus den einzelnen γ-Komponenten zu rechnen sein, wobei deren Wellenlänge nach Gleichung (5), deren Intensitätsverteilung $\varepsilon_\lambda z_\lambda$ nach Gleichung (6) unter Kenntnis des primären λ-Spektrums zu bestimmen wäre. Dies gibt einen ganz komplizierten Zusammenhang zwischen der empirischen Streuwellenlänge und dem Primärspektrum. Und auch ohne Comptoneffekt ist eine Härteabnahme der Streustrahlung mit zunehmendem ϑ dann zu erwarten, wenn mit inhomogener Primärstrahlung gearbeitet wird. Hoffmann findet, daß sich die Abhängigkeit der effektiven Streuwellenlänge vom Streuwinkel ϑ durch Annahme der Gültigkeit von (5) bei Verwendung einer effektiven Primärwellenlänge von $\lambda = 23{,}10^{-11}$ cm darstellen läßt. Meines Erachtens sind diese in der experimentellen Durchführung sonst äußerst exakten Beobachtungen kein Beweis für die Verwendbarkeit der Comptongleichung (5), da keine Möglichkeit besteht, eine Erwartung auszusprechen und sie mit der Messung zu vergleichen. Rein qualitativ kann man nur sagen, daß es unwahrscheinlich ist, bei Messungen an einem Streueffekt eine so große, sogar die photoelektrische Hauptlinie übersteigende effektive Wellenlänge zu finden. Es wäre sehr dankenswert, wenn Herr Hoffmann die Vertrautheit mit seiner hochempfindlichen Apparatur zu einer Wiederholung dieser Messungen unter Verwendung stärkerer Präparate, jedoch gefiltert durch mindestens 3 cm Blei ausnützen würde.

Zur Prüfung der die Intensitätsverteilung betreffenden Gleichung (6) können wieder wegen der komplizierten Abhängigkeit von der Wellenlänge eigentlich nur jene von den vielen auf γ-Streuung bezüglichen Messungen herangezogen werden, bei denen eine so starke γ-Filterung durchgeführt wurde, daß die Strahlung wenigstens praktisch homogen ist. Dies ist nach den Beobachtungen von Kohlrausch[2]) erst nach Passieren von mindestens 3 cm *Pb* der Fall; die für Absorptionsmessungen maßgebenden effektiven Wellenlängen sind dann nach Tabelle II etwa 8 bzw. $7{,}5 \cdot 10^{-11}$ cm. Das Operieren mit diesen Effektivwellenlängen in andern Formeln, als in der Absorptionsformel (2), ist jedoch inkorrekt und nur einigermaßen gestützt durch die praktische Homogenität solcher gefilterter Bündel. Eindeutige Ergebnisse sind also auch hier nicht zu erwarten; jedoch mag die Besprechung der Ergebnisse nützlich sein.

Hoffmanns (l. c.) diesbezügliche Beobachtungen scheiden aus, da die Filterstärke nur 0,3 cm *Pb* betrug. Übrigens widerstreben seine Ergebnisse einer Darstellung durch Gleichung (6) und eine solche ist weder durch Einführung einer Effektivwellenlänge $\lambda = 23 \cdot 10^{-11}$, noch durch Verwendung eines anderen Wertes zu erreichen. Das gleiche gilt für die von Kohlrausch[1]) gemessene weichere Komponente der Streustrahlung. A. H. Compton[2]) soll stärkere Filterung, nach dem Referat in den Phys. Ber. bis 1 cm *Pb*, verwendet haben. In der Abhandlung G. Wentzels (l. c.) wird an einer Figur gezeigt, wie gut sich seine Beobachtungen durch Gleichung (6) darstellen lassen, wenn als Effektivwellenlänge $\lambda = 20{,}4 \cdot 10^{-11}$ eingesetzt wird. Wieder erhält man also eine im Vergleich zum photoelektrisch definierten γ-Spektrum und für einen Streuprozeß viel zu hohe Effektivwellenlänge.

Als verwendbar zur Aussage über die Streuung von praktisch homogener γ-Strahlung sind vielleicht am ehesten noch die älteren Messungen von Kohlrausch[3]) anzusehen, der in der Streustrahlung durch Absorptionsanalyse die harte Streukomponente aussonderte. Die erste Spalte der Tabelle V gibt das verwendete Streumaterial an, die nächsten neun Spalten die relative Intensitätsverteilung der harten Streukomponente bezogen auf den Wert bei $\vartheta = 10^0$; die 11. Spalte enthält das Ergebnis der graphischen Integration über jede mit $\sin\vartheta d\vartheta$ multiplizierte Kurve, also einen zum Strahlungs-Streukoeffizienten

$$\sigma_s = 6{,}64 \cdot 10^{-25} \cdot n \frac{1+\alpha}{(1+2\alpha)^2} \qquad (7)$$

(vgl. Wentzel, l. c.) proportionalen Wert; und die letzte Spalte gibt einen zu $\frac{\sigma_s}{n}$ proportionalen Wert, der nach obiger Beziehung vom Material unabhängig und somit bei gleichbleibendem λ konstant sein sollte.

Aus der Tabelle ersieht man, daß sowohl die nach Gleichung (6) geforderte Materialunabhängigkeit des Ganges mit dem Winkel ϑ,

1) G. Hoffmann, Zeitschr. f. Phys. **36**, 251, 1926.
2) K. W. F. Kohlrausch, Jahrb. d. Rad. u. Elektr. 15. 64, 1918.

1) K. W. F. Kohlrausch, Wien. Ber. **128**, 853, 1919.
2) A. H. Compton, Phil. Mag. **41**, 749, 1921. Die Arbeit stand dem Verf. nicht zur Verfügung.
3) K. W. F. Kohlrausch, Wien. Ber. **128**, 853, 1919.

Tabelle V.

Relative Streuung von praktisch homogener harter γ-Strahlung in verschiedenen Materialien.

Streuwinkel ϑ / Streusubstanz	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90°	(σ_s)	$\left(\frac{\sigma_s}{n}\right)$
$N = 6$ Kohle	1,00	0,778	0,485	0,204	0,112	0,039	0,007	—	—	1,96	6,48
$N = 13$ Aluminium	1,00	0,726	0,456	0,207	0,118	0,063	0,036	0,022	0,013	2,77	9,55
$N = 30$ Zink	1,00	0,762	0,532	0,259	0,154	0,086	0,036	0,007	—	1,57	5,68
$N = 50$ Zinn	1,00	0,749	0,521	0,300	0,202	0,418	0,101	0,024	—	1,43	5,52
$N = 82$ Blei	1,00	0,660	0,346	0,208	0,099	0,046	0,049	0,013	0,013	1,11	4,63
Mittel:	1,00	0,735	0,468	0,236	0,137	0,070	0,046	0,013	0,005		

als auch die von (7) verlangte Materialunabhängigkeit von $\left(\frac{\sigma_s}{n}\right)$ im Gegensatz zu der oben erwähnten anders lautenden Feststellung J. S. Allens annähernd erfüllt ist, obwohl N von 6 bis 82 variiert; in letzterer Hinsicht fällt nur der Wert von $\left(\frac{\sigma_s}{n}\right)_{Al}$ heraus. Ob sich ferner die in der untersten Zeile von Tabelle V enthaltene mittlere Intensitätsverteilung durch die

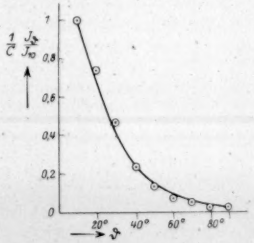


Fig. 2. Streuung der harten γ-Strahlung als Funktion des Streuwinkels. Ausgezogene Kurve mit $\lambda' = 16 \cdot 10^{-11}$ cm gerechnet.

in Gleichung (6) vorkommende Winkelfunktion darstellen läßt, erkennt man, wenn man Gleichung (6) für eine Anzahl von Wellenlängen auswertet, den Gang mit ϑ auf $(J)_{\vartheta=10°}$ bezieht und durch ein naheliegendes Interpolationsverfahren jene Wellenlänge sucht, durch die sich die Beobachtungen am besten darstellen lassen. Man erhält $\lambda' = 16 \cdot 10^{-11}$ cm und erkennt aus Fig. 2 den Grad der Übereinstimmung. Ebenso wie bei dem oben erwähnten Comptonschen Versuch hat es den Anschein, als ob die Beobachtung für größere Winkel kleinere Werte liefert, als zu erwarten wäre. Aber jedenfalls ist auch in diesem Fall trotz Eliminierung der weicheren γ-Anteile die zur Beschreibung nötige effektive Streuwellenlänge wieder fast doppelt zu groß.

5. Zusammenfassung.

Die im ersten Abschnitt aus photoelektrischen Messungen ermittelte Intensitätsverteilung im Linienspektrum der *RaC*-γ-Strahlung, die, wie im dritten Abschnitt gezeigt wurde, doch einigermaßen gestützt ist durch die Beobachtung der Streuelektronenverteilung, steht bei Anwendung des Compton-Debyeschen Formelsystems nicht in Einklang mit der Beobachtung an Absorption und Streustrahlungserscheinungen.

Die Ursache der Diskrepanz kann in zu geringer Definiertheit der experimentellen Anordnungen, oder in nicht zutreffenden Annahmen über die spektrale Intensitätsverteilung oder in Nichtanwendbarkeit des Comptonschen Formelsystems liegen.

Da bei der Prüfung einer Theorie mit exakten Aussagen die Konstatierung, daß die experimentellen Ergebnisse „der Größenordnung nach" mit den Forderungen der Theorie übereinstimmen — und mehr haben die Experimente bisher, wo die effektiven Wellenlängen um eine Oktave zu groß gefunden werden, nicht gebracht — nicht hinreicht, so folgt die Notwendigkeit einer Revision der meisten Versuche unter solchen Umständen, daß Erwartung und Ergebnis auch wirklich zahlenmäßig untereinander verglichen werden können. Als diesbezüglich in erster Linie wichtig erscheint eine Wiederholung der photoelektrischen Spektralmessung mit Fremderregung derart, daß statt der photographischen Platte ein für quantitative Intensitätsangaben verwendbarer Empfänger (Zähler, Faraday-Käfig, Ionisierungskammer) benützt wird. Die genaue Kenntnis der spektralen Intensitätsverteilung jener Strahlung, mit der weitere Versuche gemacht werden sollen, ist eine fast selbstverständliche Voraussetzung für die Möglichkeit einer Prüfung der Compton-Debyeschen Theorie.

Zusatz bei der Korrektur: Von A. Smekal wurde ich aufmerksam gemacht, daß bezüglich der Existenz der γ-Linie $\lambda = 8{,}7 \cdot 10^{-11}$ cm Zweifel bestehen. Thibaud selbst erwähnt in früheren Arbeiten (Thèses, 1925) ausdrücklich, im künstlichen β-Spektrum mache sie sich auch bei starker Überexposition nicht bemerkbar, so daß sie anscheinend für die Auslösung von Photoelektronen aus fremden Atomen nicht in Betracht kommt. Führt man die Rechnungen der Tabellen I, II, IV ohne diese Linie durch, so ändern sich die Effektivwellenlängen und die aus ihnen gezogenen Schlüsse nur unwesentlich, während die Übereinstimmung mit dem Skobelzynschen Messungen (Tab. IV) merklich besser wird.

Graz, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule 6. November 1926.

(Eingegangen 11. November 1926.)

Über Pechblende und Pechblendenrückstände von St. Joachimstal und deren Emanationsabgabe.

Von J. Markl.

(Aus der Staatlichen Station für Erforschung, Messung und Ausnutzung radioaktiver Gewässer und Mineralien beim Hydrologischen Institut der Tschechischen Technischen Hochschule in Prag.)

1. Die Erzlager von St. Joachimstal sind in Glimmerschiefer eingebettet, welchem Kalkstein und Dolomit beigemengt sind und welcher von zahlreichen, sehr unregelmäßig verteilten Porphyradern durchzogen ist. Im Osten und Nordosten von dieser Formation findet sich Gneis.

Das Erz liegt in Strängen und Taschen. Neben der uranhaltigen Pechblende kommt hier eine große Anzahl von Arsen-, Wismut-, Kobalt- und silberhaltigen Mineralien vor; auch findet sich in geringer Menge Bleiglanz, Pyrit und Kupfer. Die Erzgänge zeigen einen doppelten Verlauf. Die sogenannten Morgenstollen enthalten kein Uran und erschöpfen sich gegen die Tiefe, während die Mitternachtstollen Uran führen, welches entsprechend seiner geologischen Ablagerung durch aus der Tiefe kommende Wässer, welche Uranverbindungen gelöst enthielten, mit der Tiefe an Bedeutung gewinnt.

Die Pechblende findet sich in sehr unregelmäßig verteilten Adern, häufig eingebettet in Dolomit, welcher infolge der Strahlenwirkung des Erzes dann eine schmutzig graue Verfärbung annimmt. Es kommen auch mamelonierte Schichten Uranpecherz in Quarz vor und Körner in Glimmerschiefer, welche dann ein weniger reichhaltiges Mineral darstellen. Nicht selten treten in Begleitung des Uranerzes Kristalle von Rauchspat und tiefblauem Flußspat auf.

2. Der Beginn des Hüttenwesens in St. Joachimstal reicht zurück bis gegen das Ende des 15. Jahrhunderts, wo zunächst bis etwa zur Mitte des 16. Jahrhunderts Silber gewonnen wurde. Als sich da die Silberschätze erschöpften, begann man Wismut und Kobalt zu fördern. Die Uranförderung datiert erst von der Mitte des vorigen Jahrhunderts und steht da anfangs nur im Dienste der Gewinnung von Uranfarben für die Glasindustrie. Erst als durch die Arbeiten der Gatten Curie in der Pechblende das Radium und Polonium aufgefunden wurde, begann die Förderung des Uranpecherzes intensiver zu werden. In der Radiumfabrik werden neben der Gewinnung von Uranfarben die Pechblendenrückstände (Erzlaugenrückstände), welche das Radium etwa 3fach angereichert enthalten, nach einem im Wesen von Curie und Debierne ausgearbeiteten Verfahren auf Radium verarbeitet.

Die Joachimstaler Pechblende enthält ungefähr 40 Proz. Uran. Praktisch ergibt die Verarbeitung einer Tonne etwa 100 mg Radium.

3. Die Pechblendenrückstände, welche nach Auslaugen der gepulverten, dann gerösteten und geschlemmten Pechblende mit salpetersäurehaltiger Schwefelsäure zurückbleiben, stellen das eigentliche Ausgangsmaterial für die Radiumfabrikation dar. Sie bestehen im wesentlichen aus Silikaten, Eisenoxyd und Sulfaten des Eisens, Bleies und der alkalischen Erden bzw. des Radiums. Der Radiumgehalt schwankt zwischen 0,4—0,6 mg pro Kilogramm. Von der Fabrik werden diese Rückstände in Päckchen zu 100 g käuflich abgegeben, der Preis wird nach dem Radiumgehalt berechnet, billiger als reines Radium.

Der Radiumgehalt wird in der Uranfabrik nicht durch direkte Messung bestimmt, sondern auf Grund einer Urananalyse des Minerals und aus dem bekannten Verhältnis $\frac{Ra}{U_r}$ berechnet. Dieses Verfahren ist etwas veraltet, ergibt aber, wie gezeigt werden wird, praktisch richtige Resultate.

4. Uns standen genügende Mengen Uranrückstände zur Verfügung, welche wir teils neu erworben haben, teils besaßen wir einige hundert Gramm noch aus dem Jahre 1917, welche uns seinerzeit zu Versuchszwecken kostenlos überlassen wurden. Weil wir mit diesen Rückständen viel arbeiten, haben wir an ihnen einige Versuche ausgeführt, von welchen wir heute nur

über die direkte Radiumbestimmung und über Untersuchungen betreffs der Emanationsabgabe berichten wollen. Diese Untersuchungen beziehen sich auf eine Probe, welche mit 0,5 mg *Ra* pro Kilo deklariert war.

A. Die Radiumbestimmung.

Methodisch stehen mehrere Wege zur Verfügung.

1. Man kann zunächst eine Messung des trockenen Pulvers im α-Strahlenkondensator vornehmen und unter Einhaltung gewisser Vorsichtsmaßregeln, auf welche insbesondere Becker hingewiesen hat, im allgemeinen zufriedenstellende Genauigkeit erzielen. Man würde in diesem Falle insbesondere das von Becker empfohlene Verfahren wählen, daß man nämlich das Meßpräparat in entsprechender, genügender Schichtdicke der Messung unterwirft, dann eine sehr geringe Menge indizierter Pechblende oder Normalbaryts (von bekanntem Radiumgehalt) hinzufügt und aus dem Vergleiche der ursprünglichen Leitfähigkeit und deren durch die bekannte *Ra*-Menge verursachten Zuwachses den *Ra*-Gehalt des Meßpräparates bestimmt. Wir haben jedoch von diesem, sonst sehr guten Verfahren Abstand genommen, weil das Meßpräparat doch Emanation abgibt und somit sein radioaktiver Zustand nicht genügend genau bestimmt ist.

2. Eine andere gänzlich einwandfreie Methode wäre die Bestimmung des *Ra*-Gehaltes durch penetrante Strahlung. Angesichts der verhältnismäßigen Stärke des Meßpräparates könnte man selbst bei kleinen Mengen wohl auch die γ-Strahlenmethode wählen. Noch empfindlicher wird die Messung bei Verwendung der penetranteren β-Strahlung, etwa mit einem β-Strahlenelektroskop. Vor allem geeignet erscheint uns das neue Quadrantenelektroskop mit Nadel von Szilard, insbesondere das neue Modell des Eléctromètre Normal „Sigma", welches 1 Mikrogramm *Ra* genau feststellen läßt. Da das Meßpräparat in Aluminiumschälchen luftdicht eingeschlossen wird, kommt Emanationsabgabe nicht in Betracht.

3. Wir wählten das klassische schon von Boltwood ausgearbeitete Emanationsverfahren, wonach das Mineral in Lösung gebracht und aus den nach bestimmten Erholungszeiten entwickelten Emanationsmengen der *Ra*-Gehalt berechnet wird.

Es wurde 1 g der fein gepulverten und gesiebten Pechblendenrückstände durch Schmelzen mit Karbonat in diese übergeführt, der Schmelzkuchen auf dem Wasserbade fein zerteilt und die alkalische Fraktion abfiltriert. Der sehr peinlich sulfatfrei gewaschene Karbonat-Rückstand wird durch *HCl* in Chlorid übergeführt und so die saure Fraktion gewonnen. Die Pechblendenrückstände enthalten sehr viel Silikat, so daß noch ein *HCl*-unlöslicher Rückstand am Filter zurückbleibt. Weil diesem Partikelchen von *Ra* anhaften könnten, haben wir diesen Rückstand von neuem dem ganzen Verfahren unterworfen und so zwei saure und zwei alkalische Fraktionen gewonnen, welche jede für sich nach der Emanationsmethode gemessen wurden. Der schließlich noch am Filter zurückbleibende Rückstand wurde samt dem Filter verascht und zeigte, in einem α-Strahlenelektroskop von Curie untersucht, keine nennenswerte Aktivität mehr, so daß wir sicher waren, daß nichts bei der Analyse verlorengegangen ist.

Die Emanationsmessungen wurden mit einem Präzisionsapparat, dem Emanometer von Herrn Becker (Heidelberg), durchgeführt, welches seinerzeit unter der liebenswürdigen Leitung von Herrn Becker selbst in unserem Laboratorium in Prag aufgestellt und mit einer Radium-Normallösung im Radiologischen Institute von Heidelberg geeicht wurde. Wir haben dann diese Normale noch mit einer Normallösung der Physikal.-techn. Reichsanstalt in Berlin (PTR. 1175) verglichen und haben Übereinstimmung gefunden.

Es wurde jede Fraktion für sich der Messung unterworfen. Die nach verschiedenen Erholungszeiten gefundenen Werte an Radium-Äquivalent wurden auf den Gleichgewichtszustand extrapoliert. Stets wurden 4 Messungen zu einem Mittel vereinigt. Das Ergebnis war folgendes:

I. alkal. Fraktion	0,00203	Mikrogramm *Ra*-Äquivalent
II. „ „	0,00422	„ „
I. saure Fraktion	0,5261	Mikrogramm *Ra*-Äquivalent
II. „ „	0,0043¹	„ „
	0,53666	Mikrogramm *Ra* pro 1 g Pechblendenrückstände.

Wie man bemerkt, ist fast sämtliches *Ra* in der ersten sauren Fraktion enthalten. Die Übereinstimmung mit dem aus der Urananalyse des Erzes und dem $\frac{Ra}{Ur}$ Verhältnis in der Radiumfabrik berechneten Werte ist immerhin sehr zufriedenstellend.

B. Emanationsabgabe der Uranrückstände.

1. Nachdem diese das *Ra* als nicht emanierendes Sulfat enthalten, war von vornherein eine bedeutende Emanationsabgabe nicht zu erwarten. Die genaue experimentelle Untersuchung dieser Frage war aber doch sowohl von theoretischem als von praktischem Interesse. Einerseits nämlich verwenden wir diese Rück-

stände vielfach für biologische Versuche, von denen demnächst berichtet werden wird; anderseits bedient sich ihrer, allerdings noch in beschränktem Maße, die pharmazeutische Industrie und weil die Rückstände in verhältnismäßig genügender Menge zur Verfügung stehen und natürlich billiger sind als das reine Radium, wäre es sehr erwünscht gewesen, wenn sich noch andere Verwendungsarten hätten finden lassen.

2. Wir haben nun die Emanationsabgabe untersucht. Zu diesem Zwecke wurden die vorhin auf *Ra*-Gehalt analysierten Rückstände in abgewogenen Mengen in Glaszylinder gefüllt, nach der ersten Entemanierung in Gluckerflaschen dicht verschlossen und nach verschiedenen Erholungszeiten wurde die Emanationsmenge bestimmt, welche an die eingeschlossene Luft vom Präparat übergegangen war. Die Messungen wurden wieder mit dem Beckerschen Emanometer vorgenommen. Etwaige Aspiration des radiumhaltigen Pulvers selbst in den Apparat wurde durch entsprechende Vorlagen und Filterung vermieden. Aus den nach verschiedenen Erholungszeiten gefundenen Werten wurde der Sattwert berechnet und, weil die tatsächlich vorhandene Menge *Ra* bekannt war, konnte die Ausnutzung des Radiums für die Emanationsabgabe festgestellt werden.

In dieser Weise wurden mehrere Proben untersucht:

1. Rückstände trocken	Ausnutzung	1,91 Proz.
2. „ + Seesand trocken :	„	1,70 „
3. „ angef. mit Wasser:	„	3.4 „ [1]
4. „ „ „ Äther:	„	2,3 „ [2]

3. Ergebnisse: a) Die Emanationsabgabe der trockenen Rückstände beträgt, wie man sieht, rund genommen bloß etwa 2 Proz. der theoretischen. Der Vergleich mehrerer Meßergebnisse mit dem aus dem Akkumulationsgesetze berechneten Werte zeigte, daß diese Abgabe ganz regelmäßig erfolgt. Man könnte also das Pulver, wenn man es an einen Standard angeschlossen hat, als sekundäres Standardpräparat verwenden.

Dagegen sind die Rückstände wegen der absolut schlechten Ausnutzung des *Ra*-Gehaltes für die Emanationsabgabe nicht geeignet, etwa zur Füllung kleiner Inhalatoren Verwendung zu finden.

b) die Beimischung anderer adsorbierender und okkludierender Stoffpartikel (trockener Seesand) verschlechtert natürlich noch die Ausbeute.

1) Es wurden natürlich Trockenvorlagen bei der Messung benützt, so daß der erhöhte Wert nicht etwa durch technische Fehler der Messung bedingt ist.

2) Diese Messung ist physikalisch nicht ganz einwandfrei, weil hier neben Luft auch Ätherdämpfe in den Meßraum gelangten.

c) Die mit Wasser angefeuchteten Rückstände zeigen gegenüber dem trockenen Zustande eine ganz deutlich erhöhte Emanationsabgabe, indem der gefundene Wert nicht ganz das doppelte beträgt.

d) Man kann sich auf Grund der mitgeteilten Daten vielleicht auch eine beiläufige Vorstellung von der Emanationsabgabe des Erdbodens machen, obwohl die Verhältnisse nicht ganz identisch sind. In den Schriften von Mme Curie (Radioaktivität II, S. 511) wird die Emanationsabgabe der oberflächlichen, durchlüfteten Erdschicht von 1 m Dicke mit etwa 5 Proz. angenommen. Wenn man aus unseren Versuchen einen Wahrscheinlichkeitswert erschließen wollte, müßte man diese Zahl noch herabsetzen und etwa mit einem Mittelwerte von 2,5 Proz. annehmen.

Literatur.

Běhounek, Le Journal de Physique et le Radium 48, 1925.
Becker, Physik der radioaktiven Meßmethoden. Lehrb. d. Strahlenther. Bd. I.
—, Zeitschr. f. Phys. 4/5, 1924.
Curie, P., Die Radioaktivität.
Curie, M., Le Radium et les radioéléments.
Geiger u. Makower, Meßmethoden auf dem Gebiete der Radioaktivität, 1920.
Kraus, Bergbau und Hütte, 1926.

(Eingegangen 21. Oktober 1926.)

Das Turbulenzproblem für die Strömung zwischen parallel verschobenen Wänden.

Von H. Lorenz.

Die zwischen zwei im Abstande $2r_0$ gegeneinander in der z-Richtung mit den Geschwindigkeiten $\pm u_1$ verschobenen Wänden befindliche Flüssigkeit vom Raumgewicht γ und der Zähigkeit μ nimmt eine zu den Wänden ebenfalls parallele Strömung an, deren Geschwindigkeit vermöge des Haftens an den Wänden mit deren Geschwindigkeit $\pm u_1$ übereinstimmt. Mit der Schubspannung τ und dem Drucke p lautet die Bewegungsgleichung der Flüssigkeit

$$\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial \tau}{\partial r} = \frac{\gamma}{g} \cdot \frac{du}{dt}. \qquad (1)$$

Hierin verschwindet zunächst wegen der gleichförmigen Strömung $du:dt$ und weiter auch das Druckgefälle $\frac{\partial p}{\partial z}$, da für ein solches keine Veranlassung besteht, wie man sofort erkennt, wenn man die beiden Wände durch zwei Zylinderflächen mit gegenüber ihrem Abstande sehr großen Halbmessern ersetzt. Alsdann verein-

facht sich (1) in $\frac{\partial \tau}{\partial r} = 0$, also $\tau = \text{const.}$ über den ganzen Zwischenraum, woraus für reine Parallelströmung

$$\tau = \mu \cdot \frac{du}{dr} = \mu \cdot \frac{u}{r} = \mu \cdot \frac{u_1}{r_0} = \text{const}, \quad (1a)$$

also eine lineare Geschwindigkeitsverteilung zwischen den Wänden folgt. Nach

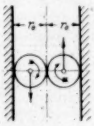


Fig. 1.

Überschreiten eines bestimmten Wertes von $u_1 = u_k$ wird die Strömung wie im Rohr[1]) in einen Kernstrom mit der über r_0 nahezu gleichen Relativgeschwindigkeit u_0 und eine Randschicht von der Dicke h zerfallen, in der Wirbelballen gebildet werden, welche ihrerseits in den Kernstrom übertreten, dort die Parallelströmung stören

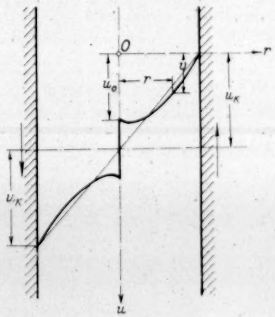


Fig. 2.

und dabei unter Übergang ihrer Drehwucht in Wärme der Auflösung verfallen. Da die von beiden Wänden ausgehenden Ballen im Gegensatz zum Rohr gleiche Drehrichtungen besitzen, mit denen sie sich in der Mitte begegnen, so ist dort ein Geschwindigkeitssprung $\pm (u_1 - u_0)$ nach Fig. 1 u. 2 zu erwarten.

Für diese turbulente Strömung setzen wir nun

$$\tau = \lambda \frac{u_1^2 \gamma}{2g}, \quad (2)$$

worin der mit u_1 veränderliche Beiwert λ für sehr große u_1 in die Rauhigkeitsziffer λ_0 übergeht. In diesem Grenzfall der reinen Turbulenz verschwindet mit $h = 0$ die Grenzschicht; er trifft aber auch auf den Kernstrom für sich zu, während wir für die Grenzschicht selbst an Stelle der Gleichung (1a) mit einer der Wirbelbildung gerecht werdenden Reibungsziffer μ_0

$$\tau = \mu_0 \frac{u_0}{h} = \lambda_0 \frac{u_0^2 \gamma}{2g} \quad (3)$$

setzen wollen[1]). Daraus folgt sofort, sowie in Verbindung mit (2)

$$h u_0 = \frac{2g \cdot \mu_0}{\lambda_0 \gamma}; \quad \lambda u_1^2 = \lambda_0 u_0^2. \quad (3a)$$

Schalten wir aus diesen Formeln u_0 aus und ersetzen u_1 durch die entsprechende Reynoldssche Kennzahl

$$R = \frac{u_1 \cdot r_0 \cdot \gamma}{g \cdot \mu}, \quad (4)$$

so wird schließlich

$$\lambda \lambda_0 R^2 = 4 \frac{\mu_0^2}{\mu^2} \cdot \frac{r_0^2}{h^2}. \quad (5)$$

Im Augenblick des Überganges aus der durch (1a) gekennzeichneten Laminarströmung ist aber $r_0 = h$, also mit den kritischen Werten λ_k, R_k

$$\lambda_0 \lambda_k R_k^2 = 4 \frac{\mu_0^2}{\mu^2}. \quad (5a)$$

Weiter gilt hierfür gleichzeitig (1a) und (3), für $r_0 = h$, also

$$\frac{\tau}{u_k} = \frac{\mu}{r_0} = \frac{\lambda \cdot u_k \gamma}{2g}, \quad (6)$$

oder mit dem kritischen Wert R_k unter Berücksichtigung von (3a) und (5a)

$$\mu u_k = \mu_0 u_0; \quad \lambda_k \cdot R_k = 2, \quad (6a)$$

und nach Division von (5a)

$$\lambda_0 R_k = 2 \frac{\mu_0^2}{\mu^2} = 2 \left(\frac{u_k}{u_0}\right)^2. \quad (6b)$$

Zur Ermittlung des Verhältnisses $u_k : u_0$ bedienen wir uns, wie schon bei der Rohrströmung, des Energieumsatzes beim Übergang der beiden Stromarten ineinander und schreiben mit zwei noch zu bestimmenden Beiwerten β_1 und β_2 für Geschwindigkeitsverteilungen der laminaren

1) Lorenz, „Das Turbulenzproblem für das gerade Kreisrohr". Physik. Zeitschr. **26**, 557, 1925, sowie: „Die kritische Stromgeschwindigkeit im Kreisrohr". Ebenda **27**, 533, 1926.

1) Die vorstehenden Ansätze entsprechen durchaus denen für die Rohrströmungen, nur tritt hier die Schubspannung τ an Stelle des Druckgefälles $\frac{\partial p}{\partial z}$ und die halbe Relativgeschwindigkeit u_1 der beiden Wände gegeneinander an Stelle der mittleren Stromgeschwindigkeit w.

Strömung und Turbulenz

$$\left.\begin{aligned} \frac{u}{u_1} &= 1 - \frac{r}{r_0}; \\ \frac{v}{u_1} &= \beta_2\left(1 - \frac{r^2}{r_0^2}\right) - \beta_1\left(1 - \frac{r}{r_0}\right), \end{aligned}\right\} \quad (7)$$

deren Gesamtfluß für jede Stromhälfte sich beim Übergang nicht ändert. Aus der Bedingung

$$\int_0^{r_0} (u - v)\, d_r = 0 \quad (8)$$

folgt alsdann

$$\beta_2 = \frac{3}{4}\left(1 + \beta_1\right). \quad (7a)$$

Weiter ist die doppelte Wucht der Laminarströmung, bezogen auf die Einheit des Wandabstandes

$$J_1 = \frac{1}{r_0}\int_0^{r_0} u^2 dr = \frac{u_1^2}{3}, \quad (8a)$$

die doppelte Wucht des Turbulenzstromes

$$\left.\begin{aligned} J_2 &= \frac{1}{r_0}\int_0^{r_0} v^2 dr \\ &= u_1^2\left(\frac{\beta_1^2}{3} + \frac{8}{15}\beta_2^2 - {}^5/_6\beta_1\beta_2\right), \end{aligned}\right\} \quad (8b)$$

und der doppelte spezifische Stromverlust

$$J_3 = \frac{1}{r_0}\int_0^{r_0} (u - v)^2 dr = \frac{2\,u_1^2\beta_2^2}{135}. \quad (8c)$$

Daraus folgt ein doppelter Energieüberschuß der laminaren über die turbulente Strömung im Betrage

$$\left.\begin{aligned} J &= J_1 - J_2 - J_3 \\ &= \frac{u_1^2}{3}\left(\frac{1 - \beta_1^2}{3} + {}^5/_6\beta_1\beta_2 - \frac{2\cdot 37}{9\cdot 15}\beta_2^2\right), \end{aligned}\right\} \quad (8d)$$

Differenzieren wir dieses nach β_1 und setzen mit (7a)

$$\frac{dJ}{d\beta_1} = 0 \quad \text{und} \quad \frac{d\beta_2}{d\beta_1} = {}^3/_4, \quad (7b)$$

so folgt schließlich

$$\beta_1 = {}^4/_{15}\beta_2, \quad \beta_1 = {}^1/_4, \quad \beta_2 = {}^{15}/_{16}, \quad (7c)$$

und damit

$$J = \frac{5\,u_1^2}{3\cdot 94} = \frac{192}{5}u_1^2. \quad (9)$$

Andererseits ist nach der früheren Arbeit (Physik. Zeitschr. 1926, S. 535, Gl. (13)) die doppelte mittlere Gesamtwucht der Wirbelballen

$$U = \lambda_0 u_0^2(3 + {}^4/_3\ln 4) = 4{,}848\,\lambda_0 u_0^2, \quad (10)$$

oder nach Gleichsetzen mit (9)

$$5u_1^2 = 192\,\lambda_0 u_0^2(3 + {}^4/_3\ln 4)$$

und mit $u_1 = u_k$ sowie mit Einsetzen in Gl. (5b)

$$R_k = \frac{384}{5}(3 + {}^1/_3\ln 4) = 76{,}8\cdot 4{,}848 = 374{,}75. \quad (11)$$

Zum Vergleich mit der Erfahrung liegt nun eine Versuchsreihe von Couette[1]) vor, der einen Vertikalzylinder vom Innenhalbmesser $r_2 = 14{,}6305$ cm um einen festen vom Außenhalbmesser $r_1 = 14{,}393$ cm, also mit einem wassererfüllten Zwischenraum $2r_0 = 0{,}2375$ cm drehte und die kritische Geschwindigkeit bei n gleich 56 Umläufen in der Minute zu $2u_k = 86$ cm/sec fand. Dieser würde mit einer der Versuchstemperatur von 16,7° C zugehörigen kinematischen Zähigkeit $\frac{\mu g}{\gamma} = 0{,}011$ eine kritische Kennzahl von $R_k = 43\cdot 0{,}114 : 0{,}011 \sim 445$ entsprechen, die rund 18 Proz. höher liegt als der oben berechnete Wert. Beim Vergleich ist jedoch zu beachten, daß für den letzteren unendlich ausgedehnte parallel bewegte Platten vorausgesetzt wurden, während bei Couette nur eine Flüssigkeitshöhe von $h_0 = 7{,}9$ cm vorlag, welche ganz beträchtliche Randstörungen bedingte, zu denen noch der Einfluß der Fliehkraft hinzukommt. Angesichts dieser Umstände darf wohl die Übereinstimmung als befriedigend bezeichnet werden[2]).

Hätten wir übrigens an Stelle der zweiten Gl. (7) einfacher

$$\frac{v}{u_1} = \beta\left(1 - \frac{r^2}{r_0^2}\right) \quad (12)$$

für die turbulente Geschwindigkeitsverteilung im Augenblicke des Wechsels geschrieben, so hätte sich aus (8) $\beta = {}^3/_4$, sowie

$$J_1 = \frac{u_1^2}{3};\ J_2 = {}^3/_{10}u_1^2;\ J_3 = \frac{u_1^2}{120};\ J = \frac{u_1^2}{40}$$

und nach Einsetzen in (10) mit (5b) und $u_1 = u_k$

$$R_k = 80(3 + {}^4/_3\ln 4) = 80\cdot 4{,}848 = 388$$

ergeben. Es ist dies sehr nahe der Wert, den Heisenberg[3]) aus ganz andersartigen Über-

1) Couette, Distinction de deux régimes dans le mouvement des fluides. Journal de phys. 414, 1890.

2) Für Luft ergab sich als kritische Umlaufzahl $n = 750$, was mit einer kinematischen Zähigkeit von 0,146 auf eine kritische Kennzahl 450 in recht guter Übereinstimmung mit der für Wasser führt.

3) Heisenberg, Nichtlaminare Lösungen der Differentialgleichungen für reibende Flüssigkeiten. Vorträge aus dem Gebiete der Hydraulik und Aerodynamik (Innsbruck 1922). Herausgegeben von Th. v. Kármán und T. Levi-Civita. Berlin 1924, S. 142. Der dort angegebene Wert von $R \sim 1560$ bezieht sich auf die gesamte Relativgeschwindigkeit der Platten und deren Gesamtabstand, ist also das Vierfache des unserigen.

legungen, denen ich leider nicht zu folgen vermag, abgeleitet hat. Der kleine Unterschied des letzten Wertes von dem früheren beruht offenbar auf dem nur geringen Einfluß von Abweichungen in der Mitte der Strömung. Es

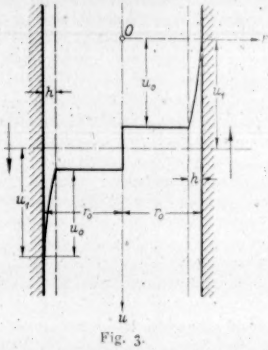


Fig. 3.

wäre deshalb auch unzulässig, das Verhältnis $u_k : u_0$ nach Bestimmung der Beiwerte β aus den Näherungsformeln (7) zu ermitteln und in Gl. (5b) einzusetzen, aus der es vielmehr mit Hilfe von R_k für jede Rauhigkeit λ_0 zu berechnen ist.

Für die Ermittlung des Widerstandsgesetzes der Turbulenz setzen wir ganz analog der Rohrströmung (Fig. 3)

$$u_1 = u_0\left(1 - \varkappa_1 \frac{h}{r_0} + \varkappa_2^2 \frac{h}{r_0^2}\right) \qquad (13)$$

entsprechend einem Kernstrome mit $u_0 < u_1$ und der Randschicht von der Dicke h. Nach Ansschaltung von u_0 mit der ersten Gl. (3a), sowie nach Einführung der Reynoldsschen Kennzahl R wird daraus

$$\frac{r_0^2}{h^2} - \frac{r_0}{h}\left(\varkappa_1 + \frac{\lambda_0 R \cdot \mu}{2\mu_0}\right) + \varkappa_2^2 = 0. \qquad (13a)$$

mit der wegen des unbegrenzten Wachstums von $r_0 : h$ allein gültigen Wurzel

$$\left.\begin{aligned}\frac{r_0}{h} = \frac{1}{2}\left(\varkappa_1 + \frac{\lambda_0 R\mu}{2\mu_0}\right) + \\ + \sqrt{\frac{1}{4}\left(\varkappa_1 + \frac{\lambda_0 R\mu}{2\mu_0}\right)^2 - \varkappa_2^2}\end{aligned}\right\} \qquad (13b)$$

Da für $R = R_k$, $r_0 : h = 1$ wird und die Wurzel verschwindet, so gilt

$$\varkappa_2 = 1, \quad \varkappa_1 = 2 - \frac{\lambda_0 R_k \mu}{2\mu_0}; \qquad (14)$$

womit (13a) übergeht in

$$\left.\begin{aligned}\frac{r_0}{h} = 1 + \frac{\mu_0}{\mu}\frac{\lambda_0}{4}(R - R_k) + \\ + \sqrt{\left(1 + \frac{\mu}{\mu_0}\frac{\lambda_0}{4}(R - R_k)\right)^2 - 1}\end{aligned}\right\} \qquad (13c)$$

und nach Einführung in (5) sowie mit Beachtung von (5b) erhält man

$$\lambda R = 2\frac{R_k}{R}\left\{1 + \sqrt{\frac{\lambda_0 R_k}{8}\left(\frac{R}{R_k} - 1\right) + \sqrt{\left[1 + \sqrt{\frac{\lambda_0 R_k}{8}\left(\frac{R}{R_k} - 1\right)}\right]^2 - 1}}\right\} \qquad (15)$$

Dieser Ausdruck geht aus dem entsprechenden der Rohrströmung Gl. (22) a. a. O. hervor, wenn wir dort λ und λ_0 durch 8λ bzw. $8\lambda_0$ ersetzen und zeigt deshalb einen ganz analogen Verlauf (Fig. 4) mit der Asymptote

$$\lambda R = 2\sqrt{8\lambda_0 R_k} - 2\lambda_0 R_k - \lambda_0 R \qquad (15a)$$

sowie mit den Werten

$$\left[\frac{d(\lambda R)}{dR}\right]_{R_k} = \varkappa; \quad \lambda_\varkappa = \lambda_0, \qquad (15b)$$

während für die laminare Bewegung nach (6a) $\lambda R = 2$ ist.

Couette hat seine Versuchswerte graphisch aufgetragen und eine Kurve nach Fig. 4 erhalten, aus der man im absoluten Maße, d. h. mit der Laminargeraden $(\lambda R) = \lambda_k R_k = 2$ und der gemessenen kritischen Zahl $R_k = 445$ eine Asymptotenneigung $\lambda_0 \sim 2 : 445 = 0{,}0045$ mit einer Ordinate $(\lambda R)_0 = 4$ für $R = 0$ entnimmt, welche genau der Gleichung

$$(\lambda R)_0 = 2\sqrt{8\lambda_0 R_k} - 2\lambda_0 R_k \qquad (15c)$$

entspricht. Daraus geht jedenfalls hervor, daß unsere Theorie die Erfahrungen auch in diesem

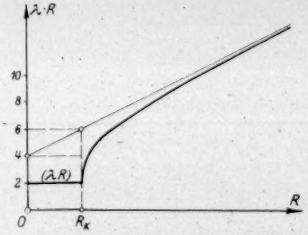


Fig. 4.

Falle der parallel verschobenen Platten recht befriedigend umfaßt.

Der aus den Versuchen sich ergebende Wert λ_0 der Wandrauhigkeit beträgt nur etwa die Hälfte desjenigen für glatte Rohre, dessen

Bedeutung wir früher[1]) zu $\lambda_0 = 4h_0 : l$, worin $h_0 : l$ den mittleren Anstieg der Wanderhöhungen bedeutet, gefunden haben. In unserem Falle eines Plattenpaares von der Breite b, also dem halben Querschnitt $F = b \cdot r_0$ gilt alsdann für eine Geschwindigkeitsänderung $w - w_0$ bei reiner Turbulenz

$$w_0 \cdot F = (F - b \cdot h) w; \quad w - w_0 = \frac{h}{r_0} \cdot w \quad (16)$$

und für den Antrieb durch die Schubspannung

$$\tau = r_0 \frac{\gamma}{g} \frac{dw}{dt} = r_0 \frac{\gamma}{g} w \cdot \frac{dw}{dz} = r_0 \frac{\gamma}{g} w \frac{w - w_0}{l}, \quad (17)$$

oder auch

$$\tau = \frac{\gamma}{g} \frac{h}{l} w^2 = \lambda_0 \frac{w^2}{2g}, \quad (17a)$$

woraus die Plattenrauhigkeit zu

$$\lambda_0 = 2 \frac{h_0}{l}, \quad (18)$$

im Gegensatz zu dem doppelten Betrage für die Rohrrauhigkeit bei gleicher Beschaffenheit der Wandoberfläche folgt. Dasselbe Ergebnis erhalten wir auch durch Einsetzen des Mittelradius des Plattenpaares nach Gl. (3) (a. a. O.)

$$r = 2F : U = 4br_0 : 2b = 2r_0$$

in die dortige Formel (2b). Auch hierin liegt eine gute Bestätigung unserer Theorie durch die Erfahrung.

1) Lorenz, „Die Wandrauhigkeit in der Strömungslehre". Physik. Zeitschr. **27**, 92, 1926.

(Eingegangen 25. November 1926.)

Untersuchung der Spannungsverhältnisse bei Adsorption und Diffusion im elektrischen Feld.

Von Otto Blüh.

1. Durch die elektro-biologische Theorie von R. Keller[1]) und die damit im Zusammenhang sich ergebende Notwendigkeit, den elektrischen Wanderungssinn von Farbstoffmolekülen rasch und mit Genauigkeit bestimmen zu können, hat R. Fürth[2]) schon vor längerer Zeit veranlaßt, eine Methode auszuarbeiten, welche in erster Hinsicht dem oben erwähnten Zwecke diente, später aber auch auf andere gelöste und kolloidale ungefärbte Stoffe ausgedehnt wurde. Diese Versuche sind vor kurzem in einer Publikation „Adsorptions- und Diffusionserscheinungen im elektrischen Feld" von J. Gicklhorn, R. Fürth und mir[1]) niedergelegt worden, nachdem schon früher J. Gicklhorn und R. Keller[2]) einzelne Tatsachen in der Biochemichen Zeitschrift veröffentlicht hatten. Die theoretische Deutung unserer Versuche hat R. Fürth[3]) in einem Vortrag auf der Düsseldorfer Tagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft gegeben. Dabei stützt sich dieselbe zum Teil auf Tatsachen, welche durch die vorliegenden Messungen des zeitlichen Potentialverlaufes an Halbleiterelektroden gewonnen wurden. Daß die Veröffentlichung verspätet erscheint, geschieht äußerer Gründe wegen; der Beginn der Arbeit liegt schon über ein Jahr zurück und stand immer in engem Zusammenhang mit den jeweils auftauchenden Problemen, welche während der von mir gemeinsam mit J. Gicklhorn und R. Fürth ausgeführten Arbeit[1]) zutage traten.

Zum Unterschied von den bisher gebräuchlichen Kataphoresemethoden werden in der Fürthschen Apparatur Metalle mit den Lösungen nicht in Berührung gebracht. Die Elektroden bestehen vielmehr aus Halbleitern, welche gleichzeitig adsorbierende Eigenschaften haben, so daß die zu ihnen hinbeförderten Stoffe an denselben haften bleiben. Poröse Stoffe, wie Schamotte, Glassinter oder Papier stellen geeignete Materialien für die Elektroden vor. Eine Reihe von brauchbaren Stoffen ist von J. Gicklhorn ausfindig gemacht worden; ihre Leitfähigkeit verdanken sie fast durchwegs dem angesaugten destillierten Wasser, mit welchem sie vor Versuchsbeginn getränkt werden.

Am geeignetsten, besonders zu orientierenden Versuchen erwies sich weißes Fließpapier, das englische Löschpapier des Handels, weil es große Saugkraft bei nicht allzu kleiner Porengröße vereinigt. In der vorliegenden Untersuchung wurde immer die gleiche Sorte eines solchen Papiers verwendet. Zwei derartige Elektroden werden in geladenem Zustand in die Lösung eingetaucht und je nachdem, ob die Lösung gefärbt oder ungefärbt ist, läßt sich aus der Anfärbung der einen Elektrode direkt oder durch einen chemischen Nachweis indirekt entnehmen, welchen Wanderungssinn der gelöste Stoff im elektrischen Felde hat. Das Wesentliche der Methode liegt nun darin, daß alle Störungen durch Konvektionsströmungen ausgeschaltet sind. Es ist zwar notwendig, an die Halbleiterelektroden Spannungen von mehreren Hundert Volt anzulegen; nichtsdestoweniger werden durch die hohen Widerstände der porösen Stoffe die durch das

1) Die Elektrizität in der Zelle. Kittl. M.-Ostrau 1924. II. Aufl.
2) Kolloidzeitschr. **37**, 200, 1925.

1) Zeitschr. f. physik. Chemie **123**, 344, 1926.
2) Zusammengefaßt bei R. Keller, Biochem. Hochspannungsversuche. Springer, Berlin. 1926.
3) Physikal. Zeitschr. **27**, 602, 1926.

System fließenden Ströme bis auf einige Milliampere reduziert, wodurch wieder ungleichmäßige Erwärmungen der Lösung ausgeschlossen sind.

In seiner ersten Veröffentlichung hat R. Fürth[1]) den Mechanismus der geschilderten Anordnung unter Zuhilfenahme des Johnson-Rahbeckschen Versuchs zu erklären versucht und die Ansicht vertreten, daß an der Grenzschicht Halbleiter-Lösung, also in sehr kleinen Distanzen, ein beträchtlicher Potentialsprung stattfindet. Das erste Ziel dieser Untersuchung war, diese Grenze ultramikroskopisch zu beobachten und mit Hilfe von Kolloidpartikeln das Feld in der Umgebung der Elektrode auszumessen. Es sei gleich erwähnt, daß diese Beobachtungen kein positives Ergebnis hatten. Im weiteren Verlauf wurden dann die Potentialverhältnisse zwischen und auf den Elektroden und mit Hilfe eines statischen trägheitslosen Instruments die zeitlichen Änderungen des Potentials zwischen bestimmten Punkten der Elektroden bestimmt. Die letzt erwähnten Messungen waren am meisten geeignet den Mechanismus der Farbstoff- und Salzwanderungen aufzuhellen. Im nachfolgenden sollen jedoch auch die ultramikroskopischen Untersuchungen kurz behandelt werden.

2. Zum Zwecke der Untersuchung der Feldverhältnisse an der Grenze von Elektrode und Flüssigkeit wäre der wirksame Potentialsprung jedenfalls in einer Zone von der Größenordnung Hundertstel Millimeter zu erwarten gewesen. Als elektrisch geladene Probekörper kamen am besten Kolloidpartikel in Frage und daher wurde die ganze Untersuchung in für die Ultramikroskopie geeigneten Beobachtungskammern ausgeführt. Die Schichtdicke war verschieden, je nachdem, ob mit dem Spaltultramikroskop oder mit Paraboloid oder Kardioidkondensor beobachtet wurde. Die Elektroden wurden aus Schamotte oder Lithographenstein hergestellt; zum Teil waren es Dünnschliffe von ca. 0,05 mm Dicke. Die Formen der Kammern[2]) waren ähnlich, wie sie früher einmal, mit metallischen Elektroden, zu einem völlig anderen Zweck verwendet worden waren[1]). Als Probekörper wurden Silber- oder Eisenhydroxydkolloidpartikel verwendet. Während vertauschbare Spannung an den Elektroden lag, wurden verschiedene Teile der Kammer, d. h. solche nah und entfernt von den Elektroden, betrachtet, und beobachtet, ob die Beweglichkeit der Kolloidteilchen an allen Stellen die gleiche war oder nicht. Ein stärkerer Potentialabfall an den Elektroden hätte in der Nähe derselben eine größere Geschwindigkeit der Partikelbewegung hervorrufen müssen. Die beobachtete Gleichmäßigkeit der Geschwindigkeit in allen Stellen des Feldes hat den linearen Potentialverlauf der angelegten Spannung in der Flüssigkeit erwiesen. — Für die normalen Dimensionen haben Untersuchungen mit Hilfe von in die Lösung zwischen die Elektroden eingeführten Metallsonden und Messung mit dem Quadrantenelektrometer resp. Wulfschen Zweifadenelektrometer das gleiche Ergebnis geliefert.

3. Potentialmessungen an den Elektroden selbst hatten schon frühzeitig das Resultat gegeben, daß bei vollkommen gleichmäßiger Ausbildung derselben, zu Beginn des Versuches sich die angelegte Potentialdifferenz fast vollkommen auf die beiden Halbleiter zu gleichen Beträgen verteilt, während nur ein wesentlich kleinerer Betrag für die Lösung selbst übrig bleibt[2]). Hingegen zeigte es sich, daß mit fortschreitender Versuchsdauer sich dieses zu Anfang bestehende Verhältnis verschieben konnte, indem z. B. in manchen Fällen fast die ganze angelegte Spannung auf die eine Halbleiter-Elektrode (nach einer gewissen Zeit) entfiel. Da sich die zeitliche Änderung des Potentialabfalls, also der Anstieg auf der einen, der Abfall auf der anderen Elektrode als charakteristisch für den Wanderungssinn der gelösten Stoffe erwies, wurden einige Stoffe, und zwar Salze sowohl wie Farbstoffe und ungefärbte organische Substanzen untersucht. Während eine Reihe von Stoffen eine Erhöhung des Potentialabfalls an der Kathode hervorbringen, veranlassen andere wiederum eine Vergrößerung des Spannungsabfalls an der Anode. Bei manchen — den sauren Farbstoffen z. B. — sind die Spannungsänderungen an den Elektroden nur geringfügig. Über die Ursache dieser Potentialverschiebungen und den engen Zusammen-

1) l. c.

2) In diesen Kammern kann man die kataphoretische Wasserüberführung sehr schön beobachten. Betrachtet man nämlich die Anode, so entsteht bei Anlegen einer Spannung parallel zu ihrer Begrenzung ein langsam fortschreitender schwarzer Dunkelfeldstreifen von — optisch leerem — Wasser, welches aus der Anode hinausgepreßt wird. Strömungen in der engen Kammer rufen nach kurzer Zeit einen Wirbel hervor, der die scharfe Grenze zwischen der Schicht reinen Wassers und dem Kolloid zerstört. — Daß das Wasser aus der Anode hinausgedrückt wird, kann man leicht bei den gewöhnlichen Versuchen sehen, wenn man dieselben mit hohen Spannungen, z. B. 3000 Volt, ausführt. Die Anode trocknet nach kurzer Zeit aus, was man an Ton- und Schamotteelektroden direkt verfolgen kann.

1) O. Blüh, Ann. d. Phys. **78**, 177, 1925.

2) Diese Kenntnis machte die im vorhergehenden Abschnitt besprochene Untersuchung nicht unnötig. Denn die erwarteten hohen Spannungen pro cm konnten sehr gut durch den Potentialsprung von wenigen Volt auf einem gerade mikroskopisch noch wahrnehmbaren Wege auftreten. Betreffs analoger Verhältnisse, wie sie wahrscheinlich bei histologischen Färbungen auftreten, vgl. R. Fürth, Koll.-Zeitschr. l. c. Keller, Biochem. Hochspannungsversuche. Springer, Berlin. 1926.

hang mit der Wanderungsrichtung der gelösten Stoffe wird später mehr gesagt werden.

Die Apparatur bestand aus den leicht austauschbaren Fließpapierelektroden, welche optimal 7,5 cm lang und 1,5 cm breit waren und mit ihren Flächen in 5 cm Entfernung einander parallel gegenüber standen. An die haltenden Metallklemmen konnten Gleichspannungen von 500 oder 600 Volt angelegt werden. Die mit destilliertem Wasser getränkten Elektroden werden in geladenem Zustand in die Lösung 1 cm tief eingeführt, der durch das System fließende Strom mit einem Milliamperemeter gemessen und darauf geachtet, daß er nicht über 6 Milliampere stieg. Während der ganzen Versuchsdauer wurde die außen angelegte Spannung konstant gehalten.

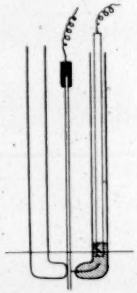


Fig. 1.

Die Messung des Potentials an den Elektroden wurde mit einem Wulfschen Zweifadenelektrometer vorgenommen. Der Meßbereich desselben wurde durch ein Potentiometer, aus kleinen Kondensatoren bestehend, bis zu 700 Volt erweitert. In manchen Fällen wurde in einem Versuch der zeitliche Potentialverlauf an der Kathode, in einem zweiten analogen Versuch derselbe an der Anode verfolgt. Es war aber auch die Anordnung getroffen, an beiden Elektroden während ein und desselben Versuches messen zu können, indem das Elektrometer einmal zu der einen, dann zu der anderen Elektrode anschaltbar war. In allen Fällen — bis auf die später unten zu besprechenden — wurde das Potential an einer Elektrode zwischen der Zuführungsklemme und einer Platinsonde gemessen, welche $^1/_2$ cm vom unteren Rand der Elektrode das Papier berührte. Von der Gegenseite drückte ein Glasstab gegen das Papier. Die Sonde bestand aus einer dünnen, ganz kurzen Platinspitze, welche in ein gebogenes Glasröhrchen eingeschmolzen war. Über einen Quecksilberkontakt wurde die abgenommene Spannung zum Elektrometer geleitet (Fig. 1).

Vor jeder Messung wurde als Ausgangspunkt die Spannung an den in destilliertes Wasser tauchenden Elektroden gemessen. Dieselbe war an beiden Elektroden gleich, und zwar, wie schon oben erwähnt, beiläufig die

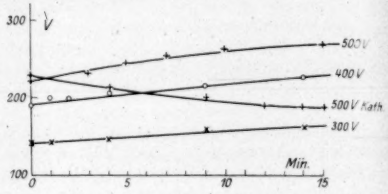


Fig. 2.

Hälfte der gesamten angelegten; geringe Unterschiede liegen in der unregelmäßigen Beschaffenheit des Papiers, wovon man sich durch Vertauschen der Elektroden oder der Spannung leicht überzeugen kann.

Vor allem war zu untersuchen, wie sich die Spannungsverhältnisse auf den Elektroden verschieben, wenn die Elektroden bei angelegter Spannung längere Zeit in destilliertes Wasser

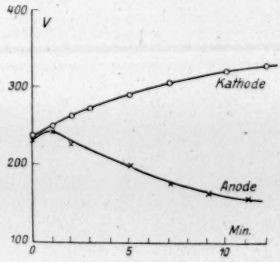


Fig. 3.

tauchen. Wie sich aber bei viertelstündlichen Beobachtungen zeigte, trat an der Anode ein Anstieg, an der Kathode ein Abfall von nur 35 Volt bei 500 Volt Gesamtspannung ein. Der ganze Effekt hängt mit der Wasserüberführung zusammen (vgl. Fußnote S. 17), welcher bei den verwendeten Spannungen ein geringes Austrocknen der Anode verursacht, wodurch der Widerstand derselben größer wird. Einen direkten Zusammenhang mit den angelegten Spannungen zeigt Fig. 2, in welcher die zeitliche Zunahme des Potentials an der Anode für die drei Gesamtspannungen 300, 400 und 500

Volt eingezeichnet sind. Eine 500 Volt-Kathodenkurve ist gleichfalls in Fig. 2 untergebracht.

Ein Vergleich der Verhältnisse bei Säuren und Basen läßt sehr charakteristische Unterschiede erkennen. Schon bei einer $^1/_{120}$ n-HCl wird an der Kathode die Anfangsspannung

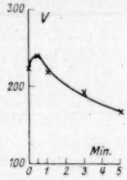


Fig. 4.

von 225 Volt auf 375 Volt bei 23 minutiger Versuchsdauer erhöht. Bei einer $^1/_{10}$ n-HCl erkennt man die Verhältnisse an Kathode und Anode aus Fig. 3. Bemerkenswert erscheint der an der Anode in der ersten Minute auftretende Anstieg, über den unten mehr gesagt wird. Es wird überall beobachtet, wo nachher ein starker Abfall folgt. Das entgegengesetzte Verhalten der Basen wird durch eine Untersuchung

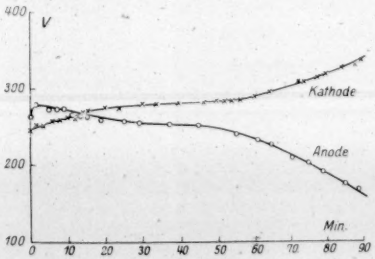


Fig. 5.

einer $^1/_{10}$ n-KOH gezeigt. Bei einer Versuchsdauer von 27 Minuten hat sich die Potentialdifferenz an der Anode von 225 auf 435 Volt erhöht, wobei das Gesamtpotential wie immer 500 Volt war. Den anfänglichen Verlauf des Potentialabfalls an der Kathode mit dem kleinen Maximum vor dem endgültigen Abfall versinnbildlicht Fig. 4.

Anschließend gelangten Salze, und zwar KCl, $NaCl$, $CuCl_2$, K_2CrO_4, K_2SO_4, K_2CO_3 und andere zur Untersuchung. Um genügend lange Zeit beobachten zu können, wurden bei einer $^1/_{10}$ n-KCl-Lösung 15 cm lange Elektroden genommen. Fig. 5 zeigt den Anstieg der Potentialdifferenz an der Kathode, den Abfall an der Anode. Es handelt sich dabei um zwei gesonderte Versuche, also nicht gleichzeitige Messungen; trotzdem passen die Kurven spiegelbildlich sehr gut zueinander. Den ähnlichen Kurvenverlauf an der Kathode erkennt man auch bei einer 20proz. KCl, welche bei 7 cm langen Elektrodenstreifen und 600 Volt Gesamtspannung die Beobachtung während nur 10 Minuten gestattet (Fig. 6). Im gleichen Diagramm

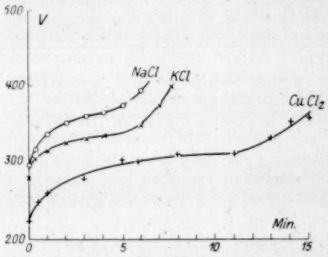


Fig. 6.

finden sich auch die Kathodenkurven für die 20proz. Lösungen von $NaCl$ und $CuCl_2$, letztere jedoch bei 500 Volt Gesamtspannung aufgenommen. — Kaliumsulfat zeigt kathodisch Anstieg, anodisch Abfall, das umgekehrte Verhalten findet man bei dem basischen Kaliumchromat und -karbonat. Eine $^1/_{10}$ n-Lösung

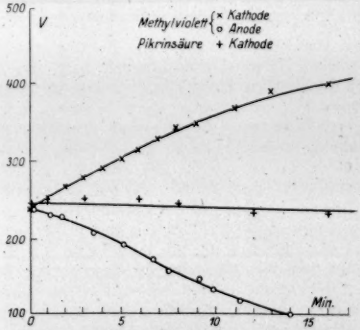


Fig. 7.

von letzterem bewirkt ein starkes Steigen der Potentialdifferenz an der Anode.

Deutlich unterschieden sind basische und saure Farbstoffe, d. h. solche, welche die Kathode resp. die Anode färben. So zeigt Safranin und Methylenviolett (Fig. 7) an der Kathode, also an dem Pol, zu welchem es wandert und wo

es sich niederschlägt, sehr starke Potentialdifferenzanstiege, wohingegen die sauren Farbstoffe wie Tropäolin, Trypanrot, Kongorubin, Cikrinsäure (Fig. 7) und andere an beiden Elektroden nur eine kaum beobachtbare Veränderung erkennen lassen.

Es ist durch nichts begründet, den Farbstoffen allein einen Wanderungssinn im elektrischen Feld zuzuschreiben und in unserer Untersuchung [1]) haben wir eine Reihe ungefärbter Substanzen untersucht. Der Wanderungssinn von mehreren Zuckern und Harnstoff wurde als kathodisch bestimmt. Die Potentialuntersuchungen zeigten auch den erwarteten Spannungsanstieg an der Kathode, Abfall an der Anode bei Verwendung einer mäßig konzentrierten Harnstofflösung (3,5 g auf 100 g H_2O) und 500 Volt Gesamtspannung (Umkehrung am Anfang). Die Kathodenkurven von Rohrzucker, Dextrose und Lävulose zeigen ziemliche Identität. Auch das Glykokoll bewirkt einen Anstieg an der Kathode.

Im Vorhergehenden wurde immer von Potentialanstieg und Abfall an den Elektroden gesprochen, ohne über die Ursache desselben etwas auszusagen. Es war notwendig zu unterscheiden, ob die Potentialabfalländerungen an den Halbleiterelektroden ihre Ursache in einer Veränderung der Leitfähigkeit der Elektroden haben oder ob sie durch die Ausbildung von Raumladungen (siehe weiter unten) entstehen. Zu diesem Zwecke wurden bei einzelnen Untersuchungen die Elektroden vor und nach dem Versuch auf ihre Leitfähigkeit geprüft; die Bestimmung geschah aus Strom und Spannung. Der basische Farbstoff Methylenviolett zeigt die charakteristischen zeitlichen Potentialveränderungen nach Fig. 7. Vor der Messung hatte jede Elektrode, mit destilliertem Wasser getränkt einen Widerstand von $6{,}3 \cdot 10^5$ Ohm, nach dem Versuch ergab sich der Widerstand der Anode zu $1{,}1 \cdot 10^5$ Ohm, der der Kathode zu 10^5 Ohm. Es hat sich also die Leitfähigkeit der Anode um ein bedeutendes verbessert, hingegen das der Kathode nur wenig zugenommen. Das Verhältnis der Widerstände und der Potentiale ist, wie man sieht, in beiden Fällen 1 : 5. — Versuche zur Bestimmung der Leitfähigkeit mit anderen Stoffen, auch den Salzen, haben das gleiche Ergebnis geliefert. Die Konstatierung von Potentialdifferenzverschiebungen im ganzen System ist nur ein Ausdruck für die verschiedenen Leitfähigkeitsänderungen in demselben. Bei den in Betracht kommenden Messungen an hohen Widerständen und wegen der raschen Verfolgbarkeit der Veränderungen an den Elektroden ist die elektrostatische Potentialmessung anderen Leitfähigkeitsmessungen vorzuziehen.

4. Bisher sind nur solche Messungen zur Beschreibung gelangt, bei welchen die Potentialveränderungen an der ganzen Elektrode, d. h. von der Zuführungsklemme bis unter die Tauchzone gemessen wurden. Von besonderem Interesse war es nun noch, besonders im Zusammenhang

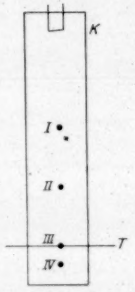


Fig. 8.

mit der Untersuchung über Adsorption und Diffusion in elektrischen Feldern, wie sich die Potentiale auf einer Elektrode selbst verschieben. Über die erwähnten Versuche muß einiges vorausgeschickt werden.

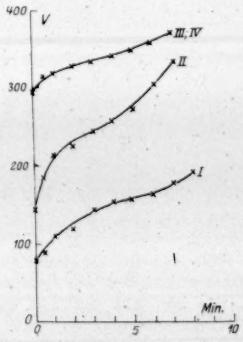


Fig. 9.

Nachdem J. Gicklhorn von einer großen Anzahl Farbstoffen den Wanderungssinn bestimmt hatte, wurden, wie oben erwähnt, auch ungefärbte organische Substanzen und verschiedene Salze zwischen die geladenen Halbleiterelektroden gebracht. Es zeigte sich nun, daß bei den letzteren beide Ionenarten, also sowohl Kationen wie auch Anionen auf beide Elektroden kommen. Nun läßt sich sehr einfach überlegen, daß eine weitgehende Trennung

1) J. Gicklhorn, R. Fürth u. O. Blüh, Zeitschr. f. phys. Chem. 123, 344, 1926.

der Kationen und Anionen wegen der gleichzeitig auftretenden Potentialdifferenz unmöglich ist. Die Untersuchung lehrte nun, daß an einer Elektrode die durch elektrische Kräfte geförderte Diffusion des einen Ions, durch die gleichen Kräfte gehemmte Diffusion des anderen Ions zu verschiedenen Bildern auf den beiden Elektroden führt. Wurden bei einem Versuch mit Natriumchloridlösung die Elektroden mit Silbernitrat behandelt, so erstreckte sich der auftretende Silberchloridniederschlag auf der Kathode bis zu einer scharfen Zone, während er auf der Anode sich fast bis über die ganze Elektrode erstreckte. Aus anderen Versuchen ging hervor, daß an der Kathode auch das Kation bis zur gleichen Höhe wie das Anion stand.

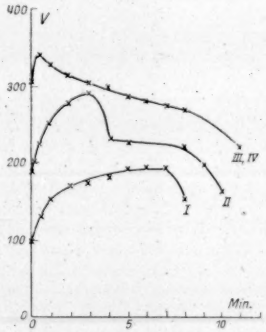


Fig. 10.

Die theoretischen Überlegungen[1]) ergeben ganz allgemein, daß eine gemeinsame Wanderung beider Ionen nach der Kathode dann stattfindet, wenn die Beweglichkeit des Anions größer als die des Kations ist. An der Anode wird in einem solchen Falle das hier noch beschleunigte Anion dem Kation verlaufen. Wie der Versuch zeigt, ist fast die ganze Anode von Ionen erfüllt, die hier eine große Leitfähigkeit hervorrufen, während auf der Kathode in noch große Teile überhaupt keine Ionen eingewandert sind. Daraus resultiert naturgemäß auch die Verschiebung der Potentialverteilung auf den beiden Elektroden. Wie die Ioneneinwanderung auf den beiden Elektroden vor sich geht, ließ sich nun aus folgenden Potentialmessungen entnehmen. Es wurde die zeitliche Spannungsänderung nicht nur zwischen Klemme und einem Punkte unterhalb der Tauchzone, sondern auch zwischen Klemme und anderen Punkten der Elektrode bestimmt, indem die Sonde z. B. in der Tauchzone oder über der Tauchzone das Papier berührte. Aus Fig. 8, welche einen Elektrodenstreifen darstellt, sind die Berührungspunkte ersichtlich. Fig. 9 und 10 enthält die vier resp. drei gewonnenen Kurven (zwei fallen

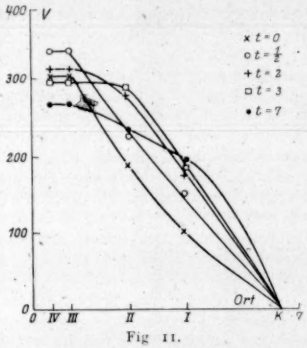


Fig. 11.

miteinander zusammen) für die Kathode und die Anode, und zwar für eine $^1/_{10}$ n-*NaCl*-Lösung bei 600 Volt Klemmenspannung. Trägt man sich nun, wie das in den Fig. 11 und 12 geschehen ist, in einem Spannung-Ort-Diagramm die Kurven für bestimmte Zeiten ein, welche

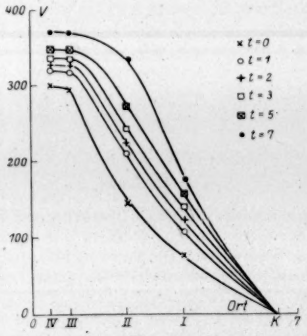


Fig. 12.

man aus den vorhergehenden Figuren entnehmen kann, so erhält man Kurven, welche das Fortschreiten der Potentialveränderungen auf den Elektroden verdeutlichen. Aus der Kathodenkurve (Fig. 11) kann man ersehen, wie der Elektrolyt regelmäßig in die Elektrode eindringt und wie mit zunehmender Zeit in den der Tauchzone T benachbarten Stellen, welche zuerst ihre Leitfähigkeit verbessern, der relative

1) Fürth, Physik. Zeitschr. **27**, 692, 1926.

Potentialabfall kleiner wird. An der Anode ist das Bild schon komplizierter. Das zuerst auftretende kleine Maximum, dessen Entstehung nur dem ersten Eindringen der einen Ionenart, also hier der Anionen zuzuschreiben ist, schiebt sich weiter in die Elektrode vor, wobei es aber an Absolutwert verliert. Während nämlich der Anstieg nur durch die eingetretenen Anionen hervorgerufen wird, weil diese die von der Klemme kommenden elektrischen Kraftlinien abfangen und so als Raumladung wirken, muß durch die nachdiffundierenden anderen Ionen die Leitung so sehr verbessert werden, daß der gesamte Abfall des Potentials an dieser Elektrode eintritt. Noch deutlicher als aus den Spannungskurven wird der Vorgang, wenn man die aus den Fig. 9 und 10 von Fürth gewonnenen Kurven betrachtet, welche die Feldstärke als Funktion des Ortes und der Zeit wiedergeben[1]).

5. Aus den oben wiedergegebenen Messungen, deren Zahl leicht vervielfacht werden könnte, ließ sich mit genügender Zufriedenheit die Erklärung für die gesamten Beobachtungen bei Diffusion und Adsorption verschiedenster Stoffe in elektrischen Feldern ableiten. Ein weiteres Ergebnis scheint die gegebene Möglichkeit, aus geeigneten zeitlichen Potentialmessungen den Wanderungssinn eines Stoffes festlegen zu können.

1) Vgl. Physik. Zeitschr. **27**, 696, Fig. 4 u. 5. 1926.

Prag, November 1926.

(Eingegangen 15. November 1926.)

Über die Begrenzung der Geschwindigkeiten.

Von R. Bass.

Strahlen, die sich mit Überlichtgeschwindigkeit bewegen würden, müßten, zur Definition der Zeit[1]) verwendet, für Systeme, in denen $v<c$ ist, auch zur gewöhnlichen Lorentz-Transformation führen, wenn nur gewisse Bedingungen erfüllt wären. Um diese äußerst einfachen Verhältnisse zu beleuchten, definieren wir zunächst die Gleichzeitigkeit mittels Lichtstrahlen[2]). In den Punkten A und B eines Koordinatensystems K ruhen 2 Uhren. Eine in K ruhende Quelle sendet einen Lichtstrahl von A nach B, wo er von einer in K ruhenden Reflexionsvorrichtung nach A zurückgeworfen wird. Die Uhren gehen synchron, wenn sie anzeigen, daß die Zeit, die der Strahl von A nach B braucht, der Zeit gleich ist, die der Strahl von B nach A braucht. Wenn wir ein Signal mit einer andern als der Lichtgeschwindigkeit nehmen, so führt es zum gleichen Uhrensynchronismus, wenn folgende Bedingungen erfüllt sind: 1. Auch jetzt ruhen Quelle und Reflexionsvorrichtung in K. 2. Die Geschwindigkeit der Strahlen ist, in K gemessen, in allen Richtungen gleich und konstant, wenn die Strahlenquelle in K ruht und die Meßuhren mit dem Licht eingestellt (geeicht und synchronisiert) sind[1]). Die Lorentz-Transformation folgt unter anderem aus der Annahme, daß es eine vom Galileischen Koordinatensystem unabhängige, in allen Richtungen gleich große und konstante Geschwindigkeit c gebe. Wenn nun die Lorentz-Transformation richtig ist, so muß sie mit Uhren, die mit dem Licht eingestellt sind, beobachtet werden können; und daher auch mit Uhren, die in der angegebenen Weise mit andern Strahlen eingestellt worden sind; auch wenn deren Geschwindigkeit c übertreffen würde; denn der synchrone Gang der Uhren ist in beiden Fällen gleich.

In den meisten Formeln der Relativitätstheorie kommt der Ausdruck $\sqrt{1-\frac{v^2}{c_2}}$ vor. Er bewirkt, daß für $v>c$ imaginäre Werte entstehen. Folgt daraus die Unmöglichkeit der Überlichtgeschwindigkeiten? Die Lorentz-Transformation, aus welcher die $\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}$ stammt, beruht nicht auf Erfahrungen, die in Systemen gemacht wurden, die relativ zueinander Überlichtgeschwindigkeiten aufweisen; denn solche stehen uns ja erfahrungsgemäß nicht zur Verfügung. Auf gedachte Systeme mit solchen Geschwindigkeiten darf die Transformation daher nicht angewendet werden[2]), so daß nach den gegenwärtig bekannten Tatsachen die $\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}$ Überlichtgeschwindigkeiten nicht ausschließt. Wenn $v<c$ ist, bleiben die Größen in den Formeln noch reell und endlich und für $v>c$ sind die Formeln nicht bewiesen. Nehmen wir diese für alle Werte von $v<c$ an, so ergibt sich, daß die Energie bewegter Körper

$$E=\frac{mc^2}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$$

1) A. Einstein, Ann. d. Phys. **18**. 891, 1905.
2) A. Einstein, ebenda; unsere Formulierung weicht von der Einsteinschen im Wortlaut ein wenig ab.

1) Wenn die Quelle nicht dort ruht, soll sich ihre Geschwindigkeit mit der Strahlungsgeschwindigkeit nach dem Einsteinschen Additionstheorem zusammensetzen.
2) Daß bei der Herleitung der Lorentz-Transformation die Grenzstellung der Lichtgeschwindigkeit vorausgesetzt wird, behauptet von einem andern Standpunkt H. Reichenbach, Axiomatik d. rel. Raum-Zeit-Lehre. Braunschweig, 1924, S. 72.

größer werden kann, als jede endliche Zahl ausdrückt, wofern sich nur das v dem c genügend nähert. Dies zeigt bekanntlich, daß ein Ansteigen der Geschwindigkeit v bis zu c und darüber hinaus nicht vorkommen kann, aber das Dasein einer Geschwindigkeit $> c$, die nicht durch Ansteigen aus einer Geschwindigkeit $< c$ entstanden ist, wird dadurch nicht widerlegt. Entsprechendes zeigen andere Formeln; das Additionstheorem der Geschwindigkeiten

$$W = \frac{w - v}{1 - wv/c^2}$$

erfordert eine Sonderbetrachtung, weil es außer der Geschwindigkeit v noch die Geschwindigkeit w enthält. Da das Theorem aus der Lorentz-Transformation mit der Geschwindigkeit v abgeleitet ist, kann darin nicht $v > c$ sein; w kann dagegen $> c$ sein[1]). Demgemäß ist das bekannte Einsteinsche Gedankenexperiment durchführbar, in dem $w > c$ angenommen wird, woraus unter Umständen folgt, daß die Dauer T eines Vorganges in einem Koordinatensystem negativ ist, wenn sie in einem andern positiv ist. Dies wurde von Einstein so gedeutet, daß in dem System, in dem T negativ wäre, die Wirkung der Ursache vorangginge. Darin besteht Einsteins Beweis für die Grenzstellung der Lichtgeschwindigkeit[1]). Einsteins Deutung der negativen Zeit ist nur dann möglich und empirisch sinnvoll, wenn Ursache und Wirkung nicht nach ihrer Zeitfolge definiert sind[2]) und wenn es daher als empirisch nachweisbar gedacht werden kann, daß in gedachten Kausalabläufen Ursache und Wirkung in verkehrter Folge auftreten. Dieser Nachweis ist anscheinend denkbar[3]). Hierin liegt eine Bestätigung des Einsteinschen Gedankens, daß jene Sachlage, in der die Wirkung der Ursache vorangeht, „rein logisch genommen keinen Widerspruch" enthalte[1]).

1) A. Einstein, Jahrb. d. Rad. u. Elektr. **4**, 424, 1907.
2) Literatur angegeben bei R. Bass, Bemerkung zu einer Veröff. v. Reichenbach, Zeitschr. f. Phys., im Erscheinen.
3) R. Bass, Kausalgesetz u. Zeitrichtung, Ann. d. Phys., im Erscheinen.

(Eingegangen 17. November 1926.)

Über ein Braunsches Elektrometer für Spannungen bis 18000 Volt.

Von M. Neunhöffer und K. Steiner.

Das Elektrometer, das außer dem erweiterten Meßbereich nichts Neues zeigt, ist dem Braunschen Elektrometer nachgebildet und gestattet, Potentiale von 2500 bis 18000 Volt bequem zu messen.

Die (etwa 15 cm lange) Elektrometernadel befindet sich in einem zylindrischen Blechgehäuse

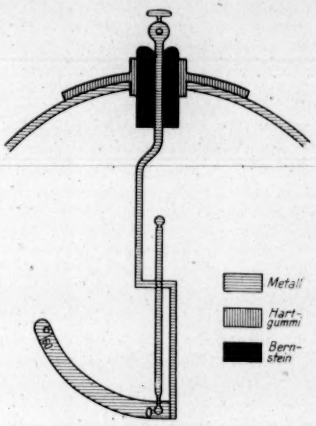


Fig. 1.

(von 32 cm Durchmesser), dessen Vorder- und Hinterwand je aus einer Metall- und Glasplatte bestehen. Die Vorderwand läßt nur den schmalen Beobachtungsschlitz frei, so daß die Nadel von einem wohl definierten Potential umgeben ist. Die Nadel trägt an den Enden kleine Kugeln,

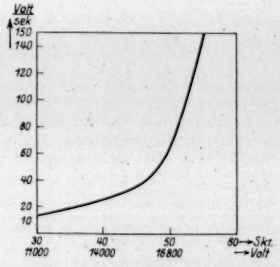


Fig. 2.

welche die Sprühverluste derselben stark herabdrücken und so den erweiterten Meßbereich ermöglichen. Das Nadellager (Fig. 1.) ist durch ein großes Stück Bernstein gut isoliert hindurchgeführt. Eine Fußschraube gestattet, die Nadel leicht auf den Nullteilstrich der in 60 Grade geteilten Skala einzustellen.

Bei der absoluten Eichung des Instrumentes

mit der Thomsonschen Potentialwage ergab sich der Ausschlag der Nadel von Skalenteil 3 bis Skalenteil 52 — d. h. über 50° Drehung — streng proportional der angelegten Spannung. Dem Skalenteil 52 entsprachen 17350 Volt. Ein Skalenteil ist gleich 290 Volt, wobei die Zehntel noch zu schätzen sind, so daß sich eine Meßgenauigkeit von 30 Volt erreichen läßt. Die Kapazität des Elektrometers beträgt etwa 4,5 cm. Die Sprühverluste, die erst von 15000 Volt an für die Messung störend werden, sind durch die Kurve (Fig. 2) dargestellt. In der Figur sind als Abszisse der Skalenteil und die zugehörige Spannung aufgetragen, als Ordinate die Anzahl Volt, um die die Nadel in einer Sekunde bei der betreffenden Spannung sinkt.

Sie lassen sich durch eine parallel geschaltete Kapazität von ca. 1000 cm auch für höhere Spannungen auf ein bei Messungen nicht mehr störendes Maß herunterdrücken.

Das Instrument wird von der Firma Bühler, Feinmechaniker in Tübingen, hergestellt.

Tübingen, Physikalisches Institut.

(Eingegangen 4. Dezember 1926.)

ZUSAMMENFASSENDE BERICHTE.

Besorgt von R. Seeliger.

Bericht über die Entwicklung der Röntgenspektroskopie während der Jahre 1921—1925.

Von Axel E. Lindh.

Inhalt.

I. Röntgenspektroskopische Apparate:
1. Röntgenröhren. 2. Röntgenspektrographen.
II. Über die Entwicklung der Meßtechnik im Röntgengebiet.
III. Die in der Röntgenspektroskopie benutzten Kristallgitter.
IV. Über die Abweichung der Braggschen Beziehung. Totalreflexion und Brechung der Röntgenstrahlen.
V. Emissionsspektra. Meßresultate.
A. *K*-Reihe.
B. *L*-Reihe.
C. *M*- und *N*-Reihe.
VI. Absorptionsspektra: *K*-, *L*- und *M*-Reihe.
VII. Experimentelle Untersuchungen über die Erregungsbedingungen der Funkenlinien in den Röntgenspektren.
VIII. Intensitätsmessungen in den Röntgenspektren.
IX. ν/R-Werte der Energieniveaus.
X. Die Abhängigkeit der Röntgenspektra von der chemischen Bindung.
A. Absorptionsspektra.
B. Emissionsspektra.
XI. Über den Comptoneffekt bei den Röntgenstrahlen.
XII. β-Strahlenspektra.
XIII. Literaturverzeichnis.

I. Röntgenspektroskopische Apparate.

1. Röntgenröhren.

Während der letzten Jahre sind mehrere Arten von Röntgenröhren konstruiert worden, die ausschließlich für spektroskopische Zwecke gedacht sind. Mehrere von diesen Röhren erfüllen in hohem Grade die Ansprüche, die man an eine solche Röhre stellt und besonders gilt dies von den von Siegbahn konstruierten Röhren, die mehrmals als Vorbilder anderer Röhrenkonstruktionen gedient haben.

Die leitenden Prinzipien bei der Konstruktion dieser Röhren sind hauptsächlich folgende gewesen: Der Abstand Brennfleck—Austrittsöffnung soll möglichst klein sein; die Absorption der Strahlung beim Austritt aus der Röhre muß auf ein Minimum gebracht werden können. Ferner muß die Röhre für hohe Belastungen betriebssicher sein und das Auswechseln der Antikathodensubstanz leicht gemacht werden können. Unten wird eine kurze Orientierung über die Neuerungen auf diesem Gebiet gegeben.

Wie bekannt, unterscheidet man zwischen Glühkathoden- oder Elektronenröhren und Ionenröhren. Die ersteren sind solche, in denen man eine besondere Heizvorrichtung benutzt, um den für die Erzeugung der Strahlung nötigen Elektronenstrom zu bekommen. In den Ionenröhren wird der Elektronenstrom durch Ionisierung des in der Röhre enthaltenen Gasrestes erhalten. Von diesen beiden Arten sind die Elektronenröhren die, die meistens in der Röntgenspektroskopie verwendet werden und die meisten Neukonstruktionen sind auch bei diesen Röhren zu verzeichnen.

Elektronenröhren.

Metallröhren. Das Bestreben, den Abstand Brennfleck—Austrittsöffnung möglichst klein zu machen, hat zur Folge gehabt, daß die Dimensionen der Elektronenröhren im Gegensatz zu denen der Ionenröhren sehr klein gemacht werden können. Dies in Verbindung mit der Forderung, die Röhre hohen Belastungen aussetzen zu können, hat dazu geführt, daß man beim Bau dieser Röhren meistens auf Glas

verzichtet und anstatt dieses Materials Metall oder Quarz verwendet.

Die erste Metallröhre dieser Art, die sich für röntgenspektroskopische Arbeiten als sehr geeignet erwies, wurde von Siegbahn konstruiert und von ihm beschrieben[1]). Der Abstand Brennfleck—Austrittsöffnung betrug hier 78 mm. Ein

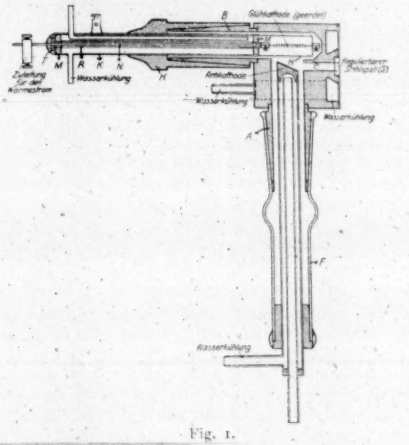


Fig. 1.

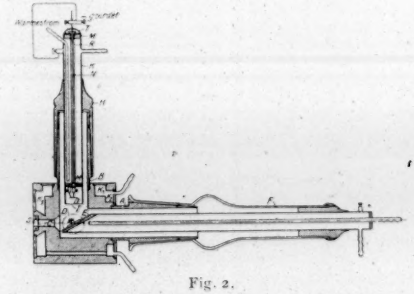


Fig. 2.

von Siegbahn verbesserter Typ dieser Röhre ist vom Verfasser bei einer Untersuchung der K-Absorptionsspektren des Chlors benutzt und früher beschrieben[2]). Der Abstand Brennfleck—Austrittsöffnung wurde hier zu 25 mm reduziert. Als weiter verbesserte Typen können die in den Fig. 1 und 2 abgebildeten Röhren angesehen werden. Beide sind von Siegbahn konstruiert worden; die in Fig. 1 abgebildete Röhre ist von Siegbahn früher beschrieben[3]), die zweite vom Verfasser[1]). Da diese Röhren als Standardtypen der Siegbahnschen Röhren dieser Art angesehen werden können, wollen wir hier eine nähere Beschreibung derselben geben.

Die Körper der beiden Röhren haben die Form eines Würfels mit einer Kantenlänge von etwa 55 mm, und sind so ausgebohrt wie die Figuren zeigen. A und B sind zwei Messingkonusse, die am Röhrenkörper festgelötet sind und zum Festhalten des Antikathoden- bzw. des Kathodenhalters F und H dienen. Bei C ist die Röhrenwand mit einem zylindrischen Kanal von etwa 5 mm Durchmesser versehen, der zum Austritt der Strahlung dient. Die Mündung dieses Kanals ist außen mit einer Erweiterung versehen, in welche ein regulierbarer Stahlspalt S eingesetzt und festgekittet wird. Wie Fig. 3 zeigt, besteht der Spalt aus zwei Hälften, die mittels zweier Schrauben zusammengeschraubt

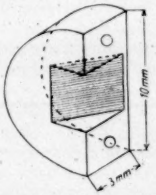


Fig. 3.

werden. Durch Dazwischenlegen von z. B. Aluminiumblättchen kann eine Spaltbreite geeigneter Größe erhalten werden.

Um die Röhre hohen Belastungen aussetzen zu können, ist es vor allem wichtig, die Löt- und Kittstellen gut gekühlt zu halten. Aus der Fig. 2 geht hervor, wie die Lötungen der beiden Konusse A und B sowie auch die Erweiterung des Kanals C von kreisförmigen Kanälen K_1, K_2 und K_3 umgeben sind. Diese Kanäle stehen miteinander in Verbindung und werden während des Betriebs der Röhre mit Wasser durchgespült.

Die Antikathode besteht aus einem Kupferrohr, dessen eines Ende schräg abgeschnitten und mit einer hartgelöteten Kupferplatte E geschlossen ist. Diese Platte ist in der Röhre in Fig. 2 mit einer Spur versehen, in welche Platten aus verschiedenem Material eingesetzt werden können. Die Antikathode ist mittels Pizein an dem Glasschliff F festgekittet, ist also vom Röhrenkörper isoliert. Auch die Antikathode ist mit Kühlung versehen. Wie man aus den Figuren ersieht, ist in den beiden Röhren die

1) Ann. d. Phys. **59**, 56, 1919.
2) Zeitschr. f. Phys. **6**, 303, 1921.
3) Zeitschr. f. Phys. **9**, 68, 1922.

1) Dissertation, Lund, 1923.

Lage der Elektroden im Verhältnis zur Austrittsöffnung verschieden. Dies wird durch die verschiedenen Konstruktionen der Glühkathoden in den zwei Röhren bedingt. Die Glühkathode besteht aus einem Kupferrohr K, an dessen einem Ende der Glühdraht befestigt ist. Durch das Kupferrohr und die hartgelöteten Platten M ist ein Messingrohr R geführt und an den Platten M festgelötet. In diesem Messingrohr ist der Eisenstab N eingesteckt, dessen eines Ende zur Befestigung des Glühdrahts mit einer Klemmschraube aus Nickel versehen ist. Um den Eisenstab von dem Messingrohr zu isolieren, ist dieses Rohr an seinen beiden Enden mit Erweiterungen versehen, in denen kleine Quarzrohre eingesetzt sind. Der Eisenstab wird mittels der Mutter T festgespannt. In der Röhre in Fig. 1 hat der Glühdraht die Form einer langgestreckten Spirale, deren eines Ende an der oben erwähnten Klemmschraube befestigt ist. Das andere Ende ist an der in der Hülse H sitzenden Klemmschraube befestigt. Die Hülse H steht mit dem Kupferrohr K in leitender Verbindung. Um das Zerspringen des Glühdrahts bei Abkühlung zu vermeiden, was bei Verwendung eines einfachen, langgestreckten Glühdrahts sehr oft vorkommt, ist die in der Fig. 1 gegebene Form des Glühdrahts zu empfehlen. Anstatt den ganzen Draht spiralförmig zu drehen, kann man ihn auch in der Nähe der Festpunkte mit einigen spiralförmigen Wickelungen versehen. In der Röhre in Fig. 2 hat der Glühdraht die Form einer flachen Spirale. Wie diese Spirale festgesetzt wird, geht aus der Figur hervor. Als Material der Glühspiralen wird Wolfram benützt. Die Röhre in Fig. 1 besitzt, dank der Form der Glühkathode, gewisse Vorteile vor der Röhre in Fig. 2. Durch Verwendung eines langgestreckten Drahts bekommt man einen linienförmigen Brennfleck. Hierdurch wird erreicht, daß eine größere Energiemenge in bestimmter Richtung ausgestrahlt wird. Durch Drehung der Kathodenhalter ist es sehr einfach, mit Hilfe eines Fluoreszenzschirmes die Brennlinie in die richtige Stellung einzustellen. Ein Übelstand dieser Röhre ist jedoch, wie schon Siegbahn[1]) hervorgehoben hat, daß zerstreute Kathodenstrahlen sehr leicht in die Antikathodenfassung hineinlaufen können, adsorbierte Gase und Dämpfe freimachen und den Betrieb der Röhre erschweren. Dieses Losschlagen von Gasen und Dämpfen hat nämlich oft zur Folge, daß die Stromstärke durch die Röhre abnorm hoch wird; hieraus folgt lokale Erhitzung des Schliffes und wenn man nicht unmittelbar den Betrieb der Röhre unterbricht, hat dies ein Zerspringen des Schliffes zur Folge. Von größter Wichtigkeit ist, daß man das Innere des Glasschliffes frei von Fett und zerstäubtem Metall hält. Nach der Erfahrung des Verfassers zerspringen die Glasschliffe besonders an der Stelle, wo der Konus in den Schliff mündet. Die Ursache hiervon ist meistenteils, das der Glasschliff oder die Mündung des Konus nicht rein gewesen ist. Um zu verhindern, daß beim Ansetzen des Glasschliffes Fett in diesen hineinkommt, wird der Konus mit einer Rinne versehen. Das Einfetten des Konus darf sich nicht über diese Grenze hinaus erstrecken. Zur Reinigung der Glasschliffe von zerstäubten Stoffen und Fett empfiehlt sich Glaspulver und Benzin oder Toluol.

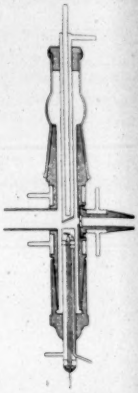


Fig. 4.

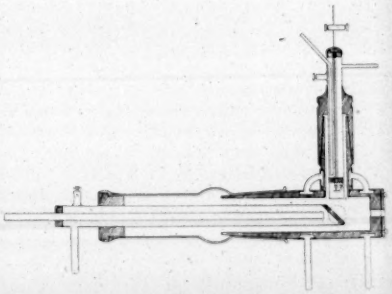


Fig. 5a.

In Fig. 26 (S. 38) wird eine neuerlich von Siegbahn gebaute Metallröhre wiedergegeben, die mit langgestrecktem, spiralförmigen Glühdraht versehen ist. Der bei der oben gegebenen Beschreibung der Röhre in Fig. 1 erwähnte Übelstand ist hier durch die seitliche Anbringung der Antikathode eliminiert. Die Form der Antikathode ist auch eine andere als die der oben beschriebenen Röhren (Fig. 1 u. 2). Der Vorteil dieser Form ist, daß alle vier Seitenflächen mit verschiedenem Material belegt werden können; beim Wechseln emit.

Fig. 5b.

1) Siegbahn, l. c. 1922.

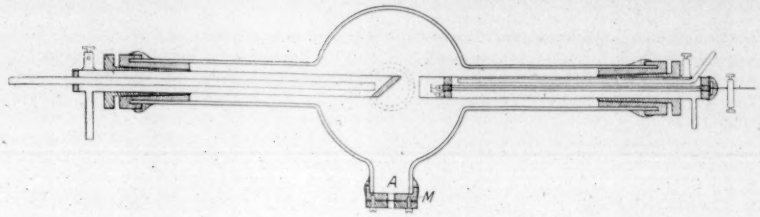


Fig. 6.

tierender Substanz, z. B. bei Verwendung von Emissionslinien anderer Elemente als Referenzlinien, braucht man das Evakuieren der Röhre nicht zu unterbrechen.

Die oben beschriebenen Röhren sind hauptsächlich für Spannungen bis 30 Kilovolt beabsichtigt. Der Abstand Mitte der Brennlinie—Spalt bzw. Brennfleck—Spalt beträgt bei den oben beschriebenen Röhren etwa 25 mm. Eine andere Siegbahnsche Elektronenröhre ist in Fig. 4 abgebildet. Der innere Durchmesser dieser Metallröhre beträgt nur 15 mm und der Abstand Brennfleck—Spalt ist nur 9 mm. Die Röhre ist seitlich mit einem Konus zur Anbringung an einem Vakuumspektrographen versehen. Die Konstruktion dieser Röhre ist nach der oben gegebenen Beschreibung ohne weiteres verständlich.

Zwei für höhere Spannungen berechnete Röhren aus Metall sind in Fig. 5a und b, abgebildet. Wie die oben beschriebenen Röhren sind auch diese aus Schmiedemetall gebaut, aber viel kräftiger dimensioniert. Die Röhre 5a ist von Siegbahn konstruiert und neulich von Leide in seiner Dissertation beschrieben. Der innere Durchmesser der Röhre beträgt etwa 30 mm, der Abstand Brennfleck—Austrittsöffnung 38 mm. Die in Fig. 5b abgebildete Röhre ist mit der Siegbahnschen Röhre in Fig. 4 als Vorbild vom Verfasser konstruiert. In dieser Röhre ist der innere Durchmesser 25 mm und der Abstand Brennfleck—Austrittsöffnung auf 20 mm reduziert. Diese Röhre ist mit höchstens 65 Kilovolt und 10 MA. betrieben worden und gibt eine sehr intensive Strahlung.

Quarzröhren. In seiner oben erwähnten Dissertation hat Leide eine Elektronenröhre aus Quarz beschrieben, die von ihm bei Untersuchung der K-Reihe der schwereren Elemente benutzt worden ist. Die Röhre ist in Fig. 6 abgebildet. Der Röhrenkörper hat die Form einer Sphäre und ist mit vier Ansatzröhren versehen. Der innere Durchmesser beträgt 80,5 mm, die Wanddicke 2,5 mm und der innere Durchmesser der Ansatzröhren 20 mm. In den zwei einander gegenüber sitzenden Ansatzröhren sind zwei innen konisch ausgedrehte Messingfassungen eingesetzt und festgekittet. In diese ist die Kathode bzw. die Antikathode eingeführt. An der Ansatzröhre A ist auch eine Messingfassung M festgekittet, die in der Mitte mit einer kreisförmigen Austrittsöffnung von 5 mm Durchmesser versehen ist. Die gestrichelten Kreise deuten die vierte Ansatzröhre an, durch welche die Röntgenröhre mit der Hochvakuumpumpe

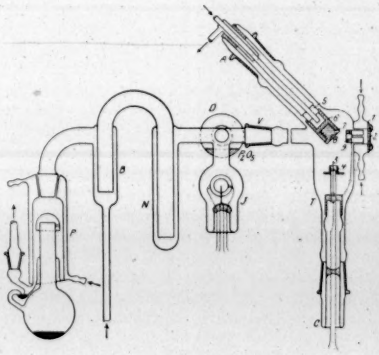


Fig. 7.

in Verbindung gesetzt wird. Die Röhre wurde bei einer Stromstärke von 6—7 MA. mit höchstens 110 Kilovolt belastet. Der Betrieb dieser Röhre mit hohen Spannungen fordert große Vorsicht. Der bei der Beschreibung der Röhre in Fig. 1 erwähnte Übelstand ist auch hier vorhanden, was übrigens auch bei den Röhren Fig. 4 und Fig. 5b der Fall ist. Wegen der Beschaffenheit des Materials ist natürlich die Gefahr des Zerspringens durch lokale Erhitzungen bei den Quarzröhren nicht so groß.

Eine von Dauvillier konstruierte Röntgenröhre aus Quarz ist in Fig. 7 abgebildet.

In Fig. 8 wird eine von Compton konstruierte technische Röntgenröhre aus Glas wiedergegeben, die von Compton bei der Untersuchung des von ihm entdeckten Effekts benutzt worden ist. Der Abstand Brennfleck—Röhrenwand beträgt nur 18 mm.

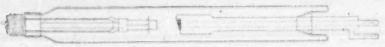


Fig. 8.

Wie bekannt ist mit dem Betrieb der Elektronenröhre das Auftreten des sog. Sättigungsstroms verbunden, d. h., für gegebene Spannung kann man die Stromstärke durch die Röhre über einen gewissen Maximalwert nicht steigern. Diese Verhältnisse sind von Coolidge[1]) und Langmuir[2]) genauer untersucht. Siegbahn hat bei der in Fig. 1 abgebildeten Metallröhre die Abhängigkeit dieses Sättigungsstroms von der Röhrenspannung untersucht. Die Ergebnisse sind in Tab. I zusammengestellt.

Tabelle I.

Spannung in Volt	Max. Stromstärke in MA.
7000	14
9000	32
12500	70
14000	90
16800	130
18000	200

Das Auftreten dieses Sättigungsstroms ist besonders ungelegen, wenn man die Röhre mit niedrigen Spannungen und großen Stromstärken betreiben will, z. B. bei Aufnahmen von Absorptionsspektren. Bei den Röhren mit flachen Glühspiralen hat man jedoch die Möglichkeit, durch Verminderung des Abstandes Glühspirale—Antikathode, die Stromstärke beträchtlich zu erhöhen.

Ionenröhren.

Metallröhren. Von Ionenröhren aus Metall sind viele Arten im Gebrauch, die doch meistenteils die Röhre von Seemann[3]) und die von Siegbahn konstruierten und von Hadding zuerst beschriebenen Metallröhren[4]) zum Vorbild gehabt haben. Da die Prinzipien, nach denen diese neuen Röhren gebaut sind, nicht viel Neues bieten, beschränken wir uns darauf, eine neue verbesserte Ausführung der Siegbahn-Haddingschen Röhre, die auch von Siegbahn stammt, zu beschreiben. Die neue Röhre, die viel kräftiger dimensioniert ist als die ältere, ist in Fig. 9 abgebildet.

Der Röhrenkörper ist aus Messingblech gepreßt, was hinsichtlich der Dichtigkeit vorteilhafter ist als die früher benutzten gegossenen Röhrenkörper.

Am oberen Ende ist der Röhrenkörper mit einem Kanal K versehen, dem eine zweifache Aufgabe zukommt. Erstens wird beim Aufsetzen und Festkitten des Porzellanisolators Wasserdampf durch den Kanal geleitet, wodurch das in die Rinne gebrachte Kittmittel, Pizein oder Siegellack, geschmolzen wird. Die zweite Aufgabe ist, diese Kittstelle während des Betriebs der Röhre zu kühlen, was durch Durchspülen mit kaltem Wasser erreicht wird. Am unteren Ende der Röhre ist die Antikathodenfassung F festgelötet. Diese ist in zwei verschiedenen Formen ausgeführt. Die an der Röhre sitzende Fassung ist wie in der älteren Röhre mit drei Austrittsöffnungen versehen, die Antikathode ist auch der älteren ähnlich. Die andere Form der Antikathodenfassung ist in Fig. 9a abgebildet. Diese ist nur mit einer Austrittsöffnung versehen; weiter ist die Antikathode mit vier Seitenflächen versehen, die mit beliebigem Material belegt werden können. Der Vorteil hiervon ist früher hervorgehoben. Anstatt wie in der älteren Röhre den unteren Teil der Röhrenkörper mit einem Kühlmantel zu umgeben, ist hier nur die Antikathodenfassung mit Kühlvorrichtung versehen. Der Porzellanisolator, an dem die Kathode festgesetzt wird, ist auch dem älteren ähnlich. Wie die Kathode konstruiert ist, geht aus der Figur hervor. Dank dieser Ausführung kann die Kathode während des Betriebes sehr wirksam gekühlt werden. Weiter ist es möglich, durch Losmachen der Brust B von dem Kathodenhalter die Kathode in vertikaler Richtung einzustellen, wodurch die möglichst beste Fokussierung des Brennfleckes erreicht werden kann. Dank der kräftigen Dimensionen und der guten Kühlung kann diese Röhre höheren Belastungen als die ältere Röhre ausgesetzt werden. Ein weiterer Vorteil dieser Röhre ist, daß die Entladung sich besser ausbilden kann. Der Betrieb einer Röhre dieser Art wird sehr beschwerlich, wenn man nicht die Röhre mit einer geeigneten Regenerierungsvorrichtung versehen hat. Wird die Röhre zu hoch belastet, wird sie zu weich, und wenn die Belastung zu klein ist, wird sie zu hart. Mehrere Arten von Regenerierungsvorrichtungen sind bei diesen Röhren im Gebrauch. Eine Anordnung, die sich als sehr gut erwiesen hat, ist die in Fig. 9b abgebildete. Seitlich an dem Ansatzrohr, das zur Verbindung der Röntgenröhre mit der Hochvakuumpumpe dient, ist ein

1) Phys. Rev. **2**, 409, 1913.
2) Phys. Rev. **2**, 450, 1913.
3) Ann. d. Phys. **53**, 461, 1917.
4) Zeitschr. f. Physik **3**, 369, 1920.

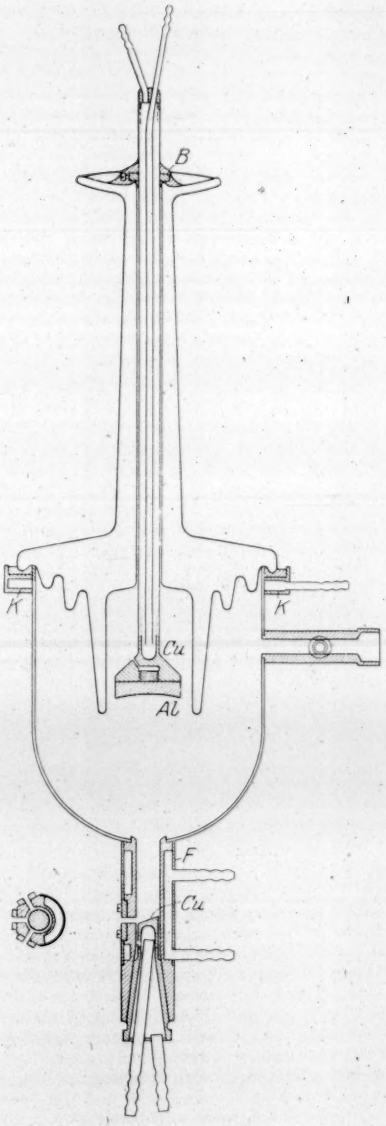


Fig. 9a.

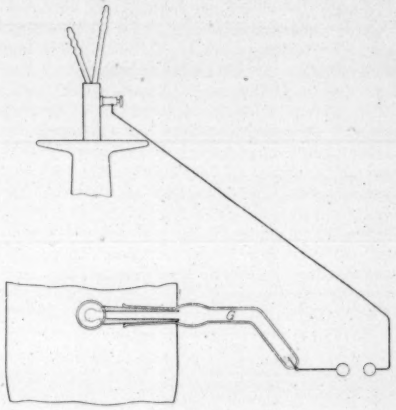
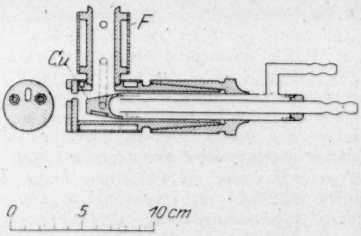


Fig. 9b.

zweites Ansatzrohr angebracht, an dem der Glasschliff G angesetzt ist. In dem zugeschmolzenen Ende dieses Schliffes ist ein Pt-Draht eingeschmolzen, der mit einer Funkenstrecke in Verbindung gesetzt werden kann. Die Funkenstrecke steht andererseits in Verbindung mit der Kathode. In das Glasrohr wird Kalium-Oxalat gebracht und durch geeignete Einstellung der Funkenstrecke wird bei bestimmter Spannung eine Entladung stattfinden, wobei Sauerstoff von dem Oxalat entweicht und die Entladung in der Röntgenröhre setzt wieder ein. Vermittels dieser Anordnung ist es möglich, die Röhre stundenlang in Betrieb zu halten. Da das Oxalat aber hygroskopisch ist, ist es notwendig, um das Evakuieren nicht zu erschweren, dann und wann das Oxalat gegen trocknes Salz auszutauschen.



2. Röntgenspektrographen.

Bezüglich der Röntgenspektrographen sind große Fortschritte gemacht worden, die für die

Entwicklung der Röntgenspektroskopie von größter Bedeutung gewesen sind. Außer Neukonstruktionen sind hier vor allem Verbesserungen der älteren Spektrographentypen zu verzeichnen, die die frühere Meßgenauigkeit bedeutend erhöht haben. Dank dieser Fortschritte ist es möglich gewesen, Probleme in Angriff zu nehmen, für deren endgültige Lösung die frühere Meßgenauigkeit nicht hinreichend war. Wir erinnern nur an die Untersuchungen zur Feststellung der Abweichungen der Braggschen Beziehung. Weiter ist es einleuchtend, von welcher Bedeutung diese erhöhte Meßgenauigkeit für die genaue Bestimmung der Energieniveaus der Atome ist. Auch von einem anderen Gesichtspunkt aus ist diese Genauigkeit von Bedeutung, nämlich zur Erfüllung des alten Wunsches, zuverlässige

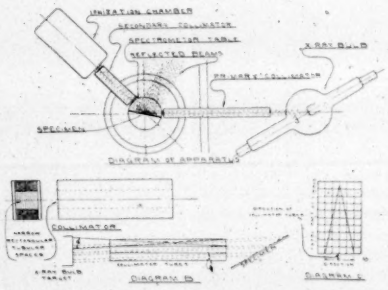


Fig. 10.

Standard-Wellenlängen für die Röntgenspektroskopie zu erhalten. Was oben gesagt ist, gilt sowohl für die für photographische Registrierung gebauten Spektrographen als auch für die Ionisationsspektrometer.

Betreffs der Ionisationsspektrometer sind vor allem die Verbesserungen zu nennen, die von Duane eingeführt worden sind, welche die Leistungsfähigkeit dieser Apparate bedeutend erhöht haben. Leider ist es dem Verfasser wegen der beschränkten Auskunft in der zur Verfügung stehenden Literatur nicht möglich, eine vollständige Beschreibung dieser Neuerungen von Duane zu liefern.

Auf diesem Gebiet ist wieder das von Soller konstruierte Präzisionsspektrometer zu erwähnen, das hauptsächlich für kristallographische Untersuchungen gedacht ist. Dieses Spektrometer, das in Fig. 10 abgebildet ist, besteht aus einem Braggspektrometer, das mit zwei Kollimatoren versehen ist. Jeder Kollimator besteht aus einer Anzahl parallel zueinander angebrachten dünnen Bleistreifen mit einer Dicke von 0,08 mm. Der Abstand zwischen den Streifen ist in dem primären Kollimator (siehe Fig. 10) 1,24 mm und in dem sekundären 0,62 mm. Die Länge des primären Kollimators beträgt 206 mm, die des sekundären 130 mm. Die Vorteile dieses Multipelspalts sind, daß das reflektierte Strahlenbündel einen ziemlich großen Querschnitt bekommt, wodurch die Ionisierung bedeutend erhöht wird. In Diagramm *B* ist die Begrenzung des durch den primären Kollimator gehenden Strahlenbündels von dem Winkel θ angegeben. In Diagramm *C* ist die Intensität der durchgehenden Strahlung als Funktion des Winkels zwischen der Strahlenrichtung und der Kollimatorachse gegeben. Das Intensitätsmaximum bekommt man, wie ersichtlich ist, wenn dieser Winkel gleich Null ist. Die Begrenzung des hindurchgehenden Strahlenbündels ist somit durch die Breite der Einzelspalten und die Länge des Kollimators gegeben.

In seinem Bericht von 1921[1]) sowie auch in zwei späteren Arbeiten[2]) hat Siegbahn eine Übersicht der verschiedenen Prinzipien gegeben, auf welche sich die photographischen Methoden gründen. Wir halten es darum für unnötig, dies hier zu wiederholen und beschränken die Darstellung auf die für die Röntgenspektroskopie wichtigsten Neuerungen und Verbesserungen, die nach dem Erscheinen des oben erwähnten Berichts gemacht sind.

In erster Linie sind hier die Verbesserungen zu nennen, die Siegbahn an seinen Präzisionsspektrographen eingeführt hat. Weiter sind die von Vogel und Weber, Weber und Lang gemachten Änderungen des Seemannschen Schneidenspektrographen zu erwähnen, die es möglich gemacht haben, auch diesen Spektrographen für genaue Messungen zu verwenden. Außerdem sind auch die Seemannschen Spektrographen in ihren neuen Ausführungen zu nennen, die aber ihre größte Verwendung in der Röntgenmedizin gefunden haben.

Wenden wir uns zuerst den Siegbahnschen Spektrographen zu. Von Siegbahn waren bis jetzt Präzisionsspektrographen dreier verschiedener Arten konstruiert worden, die für verschiedene Wellenlängengebiete gedacht sind; für längere Wellen der nach dem Braggschen Fokussierungsprinzip gebaute Vakuumspektrograph, weiter für kürzere Wellenlängen der von Siegbahn und Leide früher beschriebene Spektrograph und schließlich der für die kürzesten Wellen nach dem von Rutherford und Andrade gegebenen Prinzip gebaute Spektrograph.

1) Jahrb. d. Rad. u. Elektr. 18, 242, 1921.
2) Siegbahn, Spektroskopie der Röntgenstrahlen. Berlin 1924; Siegbahn, The Spectroscopy of *X*-Rays. Oxford 1925.

Von diesen Spektrographen sind an den zwei erstgenannten durchgreifende Verbesserungen von Siegbahn gemacht worden. Der Vakuum-Präzisionsspektrograph von Siegbahn in der neuesten Ausführung ist im Prinzip dem älteren früher beschriebenen ähnlich, unterscheidet sich aber von diesem vor allem durch die genauer ausgeführten Achsen- und Kreissysteme. Der Abstand Drehachse—Platte ist von etwa 125 mm zu etwa 180 mm vergrößert. Der Präzisionskreis zur Bestimmung des Drehwinkels der photographischen Platte ist in $^1/_{12}{}^0$ geteilt, während der ältere in $^1/_4{}^0$ geteilt war. Die Ablesungsmikroskope sind für genaue Einstellungen mit Okularmikrometern versehen. Fig. 11 gibt das Aussehen des ersten Exemplars dieser Spektrographen wieder. Wie man aus der Figur sieht, weicht die Form des Vakuumgefäßes auch von der des älteren Spektrographen ab. Das neue Vakuumgefäß ist längs einer Sehne abgeschnitten, um den Brennfleck der an dem Spektrographen festgeschraubten Röntgenröhre näher dem Spalt zu bringen. Durch diese Form wird aber das zur Verfügung stehende Winkelgebiet etwas beschränkt.

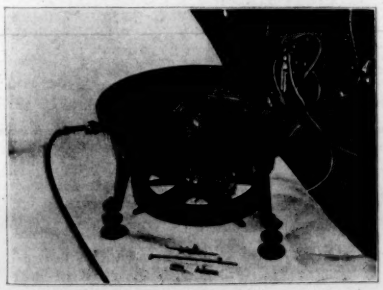


Fig. 11.

Um eine Auffassung von der Genauigkeit zu bekommen, mit welcher die Wellenlänge einer gewissen Spektrallinie mittels dieses Spektrographen bestimmt werden kann, wollen wir zuerst eine Orientierung über die Methodik geben, die bei einer Präzisionsbestimmung hier benutzt wird.

Nach Einsetzen des annähernd bestimmten Wellenlängenwertes der betreffenden Spektrallinie in die Braggsche Beziehung $n\lambda = 2d \sin\varphi$ (über die Gültigkeit dieser Beziehung siehe Kap. IV), zugleich mit dem bekannten Wert d der Gitterkonstante wird der entsprechende Wert des Glanzwinkels φ berechnet, den wir mit φ_a bezeichnen. Unter Voraussetzung, daß der Kristall einjustiert ist und die Nullagen der Kassette und des Kristalls bestimmt sind, wird die Kassette mit der photographischen Platte in die Lage I (Fig. 12) gebracht, wo die Normale ON_1 von der Drehungsachse gegen die Platte einen Winkel von $2\varphi_a - \beta$ mit der Linie ON einschließt. Die Kassette wird festgemacht und der Kristall in die entsprechende Lage I eingestellt. Dank des Fokussierungsprinzips ist die genaue Einstellung des Kristalls ohne Einfluß auf die Lage

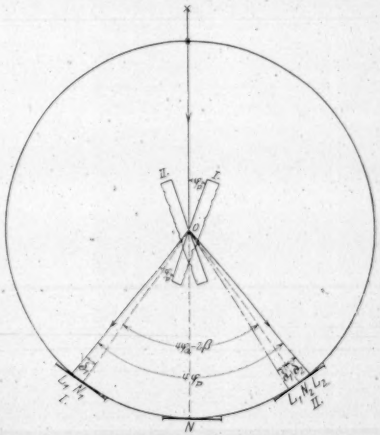


Fig. 12.

der Spektrallinien. Der Kristall kann auch während der Exponierung über einem kleinen Winkelgebiet gedreht werden, wodurch auch Einflüsse von eventuellen Unebenheiten der reflektierenden Kristallfläche eliminiert werden. Nachdem die Exponierung beendigt ist, wird die Kassette in die Stellung II gebracht, wo die Normale ON_2 einen Winkel von $4\varphi_a - 2\beta$ mit der vorigen Lage einschließt. Die Kassette wird dann wieder festgemacht, der Kristall in die Stellung II geführt. Auf der Platte bekommt man also zwei Linien L_1 und L_2 in einiger Entfernung voneinander. Dieser Abstand ist selbstverständlich von dem Wert des gewählten Winkels β abhängig. Im allgemeinen wählt man diesen Winkel so, daß der Abstand höchstens 1 mm beträgt. Eine solche Aufnahme, wo der totale Drehwinkel von der Größe $4\varphi_a - 2\beta$ ist, wird eine „direkte" Aufnahme genannt. In Fig. 13 werden die bei einer sog. „gekreuzten" Aufnahme gemachten Einstellungen veranschaulicht. Hier ist also der totale Drehwinkel gleich $4\varphi_a + 2\beta$. Aus der Fig. 12 geht hervor, daß

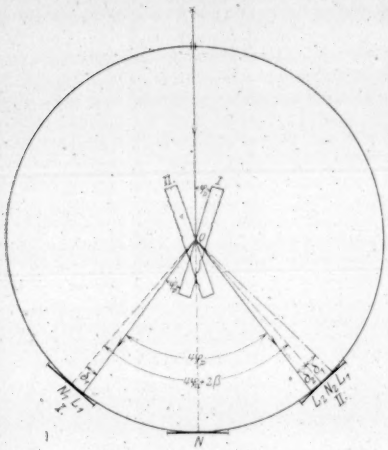


Fig. 13.

der Winkel zwischen den beiden Linien OL_1 und OL_2 in den Lagen I und II gleich viermal dem gesuchten genauen Wert von φ ist; diesen Wert bezeichnen wir mit φ_β. Um aus dem totalen Drehungswinkel diesen Wert berechnen zu können, muß auch der Winkel $\delta_1 + \delta_2 = \Delta\varphi$ bekannt sein. Durch Ausmessen des Abstands zwischen den beiden Spektrallinien und mit Kenntnis des Abstands Drehachse—Platte R können wir den Wert von $\Delta\varphi$ berechnen. Wir erhalten also die Gleichung:

$$4\varphi_\beta = 4\varphi_\alpha - 2\beta + \Delta\varphi,$$

aus der φ_β berechnet wird. Für die gekreuzte Aufnahme wird der entsprechende Ausdruck:

$$4\varphi_\beta = 4\varphi_\alpha + 2\beta - \Delta\varphi.$$

Vor der Berechnung des entsprechenden Wellenlängenwerts wird für die Temperatur korrigiert.

Der Fehler in dem Wert von φ_β ist, wie man sieht, gleich dem Viertel des Fehlers in dem totalen Drehungswinkel und in dem Winkel $\Delta\varphi$. Die Bestimmung des totalen Drehungswinkels wird mit Hilfe des erwähnten Präzisionskreises und der beiden Mikroskope gemacht. Diese Winkelbestimmung wird auf 2″ genau gemacht, die Unsicherheit in φ_β also gleich 0,″5. Der Fehler in $\Delta\varphi$ rührt von verschiedenen Umständen her. Die Spektrallinien sind immer etwas gekrümmt, was doch ohne Einfluß ist, wenn man nur die Ausmessung der Linien in derselben Horizontalebene macht, in welcher der Brennfleck liegt. Der Einfluß der Verbreiterung der Spektrallinien durch Eindringen der Strahlung in den Kristall ist von Siegbahn eingehend untersucht worden, es war ihm jedoch nicht möglich, bei den hier vorkommenden großen Wellenlängen (> 1 ÅE.) solche Einflüsse nachzuweisen. Der größte Fehler rührt jedoch von der Lage der reflektierenden Kristallfläche im Verhältnis zu der Drehachse her. Diese unrichtige Lage kann zwei Ursachen haben, erstens fehlerhafte Einjustierung, zweitens die Exzentrizität der Achsen der beiden Konusse, an welchen der Plattenhalter bzw. der Kristallhalter befestigt ist. Mit Hilfe der in letzter Zeit verfeinerten Einjustierungsmethoden ist es aber möglich, die Einjustierung der Kristallfläche in die Drehachse auf 0,001 mm genau zu machen. Die erwähnte Exzentrizität hat jedoch zur Folge, daß ungeachtet der genauen Einjustierung, die Kristallfläche nach Drehung des Kristalls während der Exponierung vor oder hinter der Achse zu stehen kommt. Nehmen wir an, daß die Kristallfläche während einer Aufnahme sich in einem Abstand von x mm von der Drehachse des Konusses befindet, an dem der Präzisionskreis und der Plattenhalter befestigt sind. Es ist leicht zu zeigen, daß die erhaltene Spektrallinie wegen dieser fehlerhaften Lage der Kristallfläche eine Verschiebung von der richtigen Lage gleich $2x\cos\varphi$ mm erlitten hat. Je nachdem sich die reflektierende Fläche hinter oder vor der Drehachse befand, wird die Spektrallinie gegen kürzere bzw. längere Wellen verschoben. Berechnet man den entsprechenden Wert des Fehlers in $\Delta\varphi$, erhält man $\partial(\Delta\varphi) = \frac{2x\cos\varphi}{R}$. Für eine Doppelaufnahme wird somit der Fehler gleich $2\,\partial(\Delta\varphi) = \frac{4x\cos\varphi}{R}$ unter der Voraussetzung, daß die Fläche in beiden Fällen in gleichem Abstand von der Drehachse steht. Von diesem Fehler ist ein Viertel oder $\frac{x\cos\varphi}{R}$ in φ_β enthalten. Die Größe dieses Fehlers bei einer Aufnahme der $K\alpha_1$-Linie des Kupfers mit einem der neuen Siegbahnschen Spektrographen ($R = 183{,}23$ mm) beträgt für $CuK\alpha_1$ $\lambda = 1537{,}26$ XE. und für $x = 0{,}001$ mm 1″,1. Im allgemeinen wird natürlich wegen der Exzentrizität die Lage der Kristallfläche im Verhältnis zu der Drehachse verschieden und ist von der gewählten Einjustierungsmethode abhängig. Um dies näher zu beleuchten[1]), wollen wir den Fall betrachten, wenn die Kristallfläche in der Achse desjenigen Konusses einjustiert ist, an dem der Präzisionskreis und der Plattenhalter befestigt sind. Wir nehmen an (Fig. 14), daß die beiden Achsen des „Kassettenkonusses" und des „Kristallkonusses" in N_0 und M_0 liegen. Während der Drehung des Kassettenkonusses

1) Siehe auch Larsson, Ark. f. Matem., Astronomi och Fysik, Bd. 19 A, Nr. 14, 1925.

beschreibt die Achse M_0 einen Kreis mit dem Punkt N_0 als Zentrum. Wir bezeichnen den Radius dieses „Exzenterkreises" mit ϱ. Vor der Einstellung der Platte und des Kristalls für eine Aufnahme denken wir uns, daß die Kristallfläche in ihrer Nullage liegt, d. h. in der

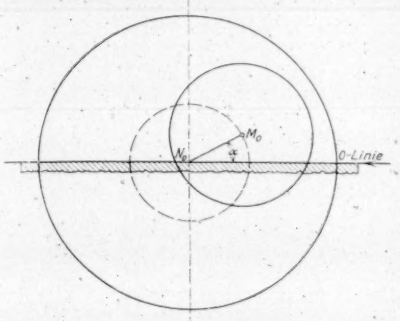


Fig. 14.

Ebene, die durch die Spaltmitte und N_0 geht. Die Platte denken wir uns auch in ihre Nullage gebracht, also senkrecht zu der oben erwähnten Ebene. Weiter nehmen wir an, daß der Winkel zwischen $N_0 - M_0$ und die Nullinie gleich α ist.

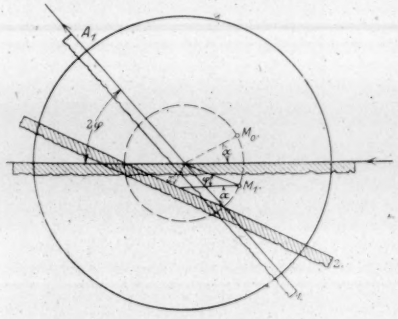


Fig. 15.

Jetzt stellen wir die Kassette durch Drehung eines Winkels gleich 2φ in die Lage A_1 ein (Fig. 15), wo die Kassette festgemacht wird. Die Achse des Kristallkonusses hat sich während der Drehung der Kassette nach M_1 auf dem Exzenterkreis bewegt. Die Kristallfläche nimmt jetzt die mit 1 bezeichnete Lage ein. Die Kristallfläche wird dann durch Drehung um M_1 einem Winkel gleich φ in die Lage 2 gebracht. Wie man aus der Figur ersieht, liegt die Kristallfläche während der Exponierung hinter der Drehachse des Kassettenkonusses. Berechnet man den Abstand N_0 — Kristallfläche, erhält man für diese Einstellung:

$$x'_1 = \varrho\,[-\sin(\alpha - \varphi) + \sin\alpha].$$

Bei der Umlegung der Kassette wird diese um einen Winkel 4φ von der vorigen Lage A_1 in die Lage A_2 gedreht (Fig. 16). Die Achse des Kristallkonusses bewegt sich auf dem Exzenterkreis von M_1 bis M_2. Die Kristallfläche hat nach dieser Drehung die Lage 2 und wird jetzt durch Drehung um M_2 einem Winkel gleich $180^0 - 2\varphi$ in die Lage 3 gebracht, steht also bei

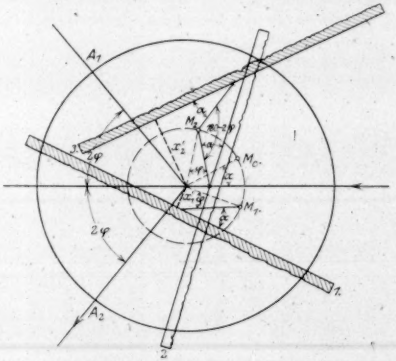


Fig. 16.

der zweiten Exponierung auch hinter der Drehachse des Kassettenkonusses. Der Abstand wird jetzt:

$$x_2' = \varrho\,[\sin(\alpha + \varphi) + \sin\alpha].$$

Der Abstand zwischen den erhaltenen Spektrallinien wird somit zu klein, und so auch der nach der Messung des Linienabstands berechnete Wert von $\Delta\varphi$. Der Fehler in $\Delta\varphi$ beträgt somit:

$$\partial(\Delta\varphi)' = 2\frac{x_1'}{R}\cos\varphi + 2\frac{x_2'}{R}\cos\varphi$$

$$= \frac{4}{R}\cdot\varrho\cos\varphi(\sin\varphi\cdot\cos\alpha + \sin\alpha).$$

Das Viertel hiervon ist der in φ_β eingehende Fehler:

$$\Delta\varphi_\beta' = \frac{\varrho\cdot\cos\varphi}{R}(\sin\varphi\cdot\cos\alpha + \sin\alpha).$$

Der Spektrograph ist aber so gebaut, daß sowohl der Plattenhalter als auch der Kristallhalter gegenüber den respektiven Kreisteilungen verstellbar sind. Machen wir jetzt den Plattenhalter mit der Kassette los, drehen den Präzisions-

kreis um 180° und machen den Plattenhalter wieder fest, so werden die Verhältnisse vor

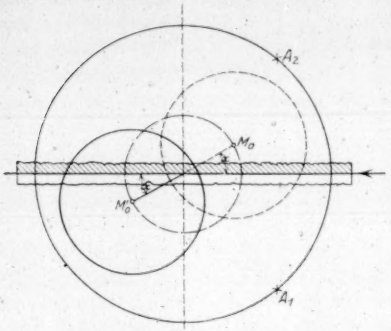


Fig. 17.

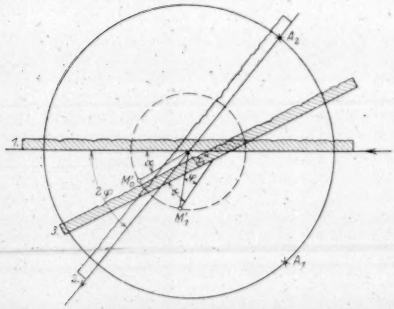


Fig. 18.

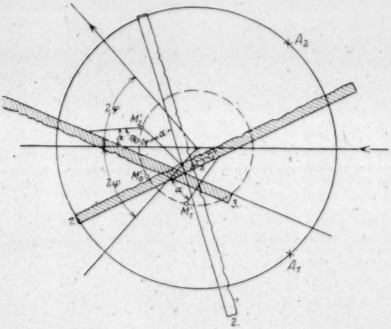


Fig. 19.

einer neuen doppelseitigen Aufnahme die in Fig. 17 dargestellten. In den Fig. 18 u. 19 werden die verschiedenen Stellungen der Kristallfläche der zwei folgenden Aufnahmen dargestellt. Bei der ersten Einstellung steht die Kristallfläche vor der Drehachse, bei der zweiten hinter derselben. Die Abstände werden:

$$x_1'' = \varrho\,[\sin(\alpha + \varphi) - \sin\alpha]$$

bzw. $$x_2'' = \varrho\,[\sin(\alpha - \varphi) + \sin\alpha].$$

Der Fehler in $\Delta\varphi$ wird gleich:

$$\partial\,(\Delta\varphi)'' = \frac{4}{R}\cdot\varrho\cos\varphi\,[-\sin\varphi\cdot\cos\alpha + \sin\alpha].$$

Das Viertel hiervon oder der Fehler in φ_β wird demgemäß:

$$\Delta\varphi_\beta'' = \frac{\varrho}{R}\cdot\cos\varphi\,(-\sin\varphi\cdot\cos\alpha + \sin\alpha).$$

Bei diesen beiden Aufnahmen vor und nachdem die Kassette 180° umgelegt ist, erhalten wir also als Fehler in $\Delta\varphi$ die beiden Ausdrücke:

$$\Delta\varphi_\beta' = \frac{\varrho\cos\varphi}{R}\,(\sin\varphi\cdot\cos\alpha + \sin\alpha),$$

$$\Delta\varphi_\beta'' = \frac{\varrho\cos\varphi}{R}\,(-\sin\varphi\cdot\cos\alpha + \sin\alpha).$$

Nimmt man den Mittelwert der beiden aus diesen zwei doppelseitigen Aufnahmen berechneten Werte des Winkels φ_β, erhält man in diesem Mittelwert einen Fehler wegen der Exzentrizität gleich:

$$\Delta\varphi_\beta = \frac{\Delta\varphi_\beta' + \Delta\varphi_\beta''}{2} = \frac{\varrho\cdot\cos\varphi\cdot\sin\alpha}{R}$$

oder in Bogensekunden ausgedrückt:

$$\Delta\varphi_\beta = \frac{180\cdot 60\cdot 60}{\pi}\cdot\frac{\varrho\cdot\cos\varphi\cdot\sin\alpha}{R}.$$

Ist der Wert von ϱ bekannt, was durch direkte Messung ermittelt werden kann, und kennt man den Betrag von α, ist es also möglich, die Korrektion zu berechnen. Wie man aber sieht, ist es auch möglich, durch geeignete Einstellung diese Korrektion zu eliminieren. Stellt man nämlich die Kristallfläche so ein, daß der Winkel α gleich o ist, wird $\Delta\varphi_\beta = 0$. Es gibt aber wegen der Konstruktion des Spektrographen mehrere Einjustierungsmethoden. So kann man z. B. während der Einstellung der Kassette den Kristall festhalten und erst nachdem die Kassette festgemacht ist, die Kristallfläche einstellen. Die Resultate betreffs des Fehlers werden auch hier gleich:

$$\Delta\varphi_\beta = \frac{\varrho\cdot\cos\varphi\cdot\sin\alpha}{R}.$$

In diesen beiden Fällen ist die Kristallfläche in die Drehachse der Kassette einjustiert. Macht man aber die Einjustierung der Kristallfläche in die Drehachse des Kristallkonusses, so erhält man:

Vor der Umlegung der Kassette 180°:

$$\Delta\varphi_p' = \frac{\varrho \cdot \cos\varphi \cdot \sin\varphi \cdot \cos\alpha}{R}.$$

Nach der Umlegung der Kassette 180°:

$$\Delta\varphi_p'' = -\frac{\varrho \cdot \cos\varphi \cdot \sin\varphi \cdot \cos\alpha}{R}.$$

Aus diesen Ausdrücken erhalten wir als Fehler des Mittelwerts:

$$\Delta\varphi_p = \frac{\Delta\varphi_p' + \Delta\varphi_p''}{2} = 0.$$

Werden die Einstellungen der Kassette mit feststehendem Kristall gemacht, erhalten wir dieselben Resultate.

Aus dem, was oben angeführt ist, geht hervor, daß es verschiedene Methoden gibt, durch welche die Exzentrizitätsfehler eliminiert werden können. Sämtliche erfordern doch eine Umlegung der Plattenhalter im Verhältnis zum Präzisionskreis von 180°. Die experimentell einfachste Methode ist die, bei der man die Kristallfläche in die Achse des Kristallkonusses einjustiert, weil man da keine Rücksicht auf den Wert des Winkels α zu nehmen braucht.

In einer neuerlich erschienenen Arbeit von Siegbahn und Hjalmar, auf welche wir später zurückkommen, ist eine Reihe von Messungen der $K\alpha_1$-Linie des Kupfers mitgeteilt, die mit zwei verschiedenen Kalkspatkristallen gemacht sind. Die Einjustierungsmethode, die hier benutzt wurde, war diejenige, bei welcher die Kristallfläche in die Drehachse des Kristallkonusses einjustiert war und der Winkel $\alpha = 0$. Wie oben gezeigt wurde, ist der Fehler in dem Winkel wegen der Exzentrität:

Vor der Umlegung der Kassette 180°:

$$\Delta\varphi_p' = \varrho \cdot \frac{\cos\varphi \cdot \sin\varphi}{R}.$$

Nach der Umlegung der Kassette:

$$\Delta\varphi_p'' = -\varrho \frac{\cos\varphi \cdot \sin\varphi}{R}.$$

Der Fehler im Mittelwert:

$$\Delta\varphi_p = \frac{\Delta\varphi_p' + \Delta\varphi_p''}{2} = 0.$$

Wir geben in Tabelle II diese Messungen wieder.

Wie man aus dieser Zusammenstellung sieht, ist die Differenz zwischen den gefundenen Werten des Winkels $\varphi_{18°}$ im ersten Fall gleich 1,″7, im zweiten 1,″8, was nach dem, was oben angeführt, gleich: $\Delta\varphi_p' - \Delta\varphi_p'' = \frac{2\varrho \cdot \cos\varphi \cdot \sin\varphi}{R}$ sein muß. Durch direkte Ausmessung des Radius ϱ ist der Exzentrizitätsfehler berechnet. Die Berechnung ergab 2,″0, also eine überaus gute Übereinstimmung.

Tabelle II.

Vor der Umlegung der Kassette		Nach der Umlegung der Kassette	
Platte Nr.	$\varphi_{18°}$	Platte Nr.	$\varphi_{18°}$
A. Kalkspatkristalle K 15			
166	14° 41′ 59″,9	168	14° 41′ 57″,9
167	60″,1	169	58″,1
172	60″,1	170	58″,3
173	59″,5	171	58″,5
174	59″,8		
175	60″,1		
Mittel	14° 41′ 59″,9	Mittel	14° 41′ 58″,2
Differenz 1″,7			
Gemeinsames Mittel 14° 41′ 59″,1			
$\lambda = 1537{,}259$ XE.			
B. Kalkspatkristalle K 18			
176	14° 41′ 60″,3	179	14° 41′ 58″,3
177	59″,7	180	58″,0
178	59″,5	181	59″,3
185	59″,4	182	57″,2
186	60″,2	183	58″,1
242	60″,2	184	57″,1
243	60″,1	204	58″,6
244	60″,9	232	58″,6
		233	59″,0
Mittel	14° 41′ 60″,0	Mittel	14° 41′ 58″,2
Differenz 1″,8			
Gemeinsames Mittel 14° 41′ 59″,1			
$\lambda = 1537{,}259$ XE.			

In den Figuren 20 u. 21 ist der von Siegbahn verbesserte Präzisionsspektrograph für kürzere Wellenlängen abgebildet. Die allgemeinen Prinzipe sind dieselben wie bei den älteren von Siegbahn und Leide zuerst beschriebenen Spektrographen. Im Gegensatz zu dem früher beschriebenen Vakuumspektrographen ist hier der Spalt hinter dem Kristall angebracht, um die Einflüsse des Eindringens der Strahlung in den Kristall während der Reflexion zu eliminieren. Der verstellbare Spalt ist am vorderen Ende eines Tubus fest angebracht, an dessen anderem Ende der Plattenhalter sitzt. Der Präzisionskreis ist mit einem Konus fest verbunden, um den der Kristallkonus mit dem Kristallhalter gedreht werden kann. Der Abstand Spalt—Platte ist von 297 mm in dem älteren bis 438 mm in dem neuen Spektrographen erweitert. Ferner sind die an dem älteren Spektrographen vor dem Kristall sitzenden zwei verstellbaren Spalte nicht vorhanden. Hierdurch wird es ermöglicht, den Brennfleck näher dem Kristall und damit näher

dem Spalt zu bringen und dadurch eine kräftigere Beleuchtung dieser zu erhalten.

Ferner wird es durch besondere Vorrichtungen ermöglicht, die Einstellung der Ebene durch den Brennfleck, die Spaltmitte und die Mitte

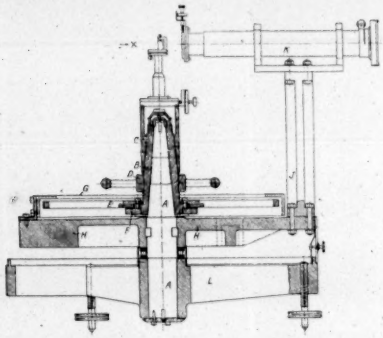


Fig. 20.

der photographischen Platte senkrecht zur Drehachse zu machen. Ferner kann der Kristall bei der doppelseitigen Aufnahme so eingestellt werden, daß die Reflexion an derselben Stelle der Kristallfläche stattfindet, und so, daß diese Stelle in der Drehachse liegt.

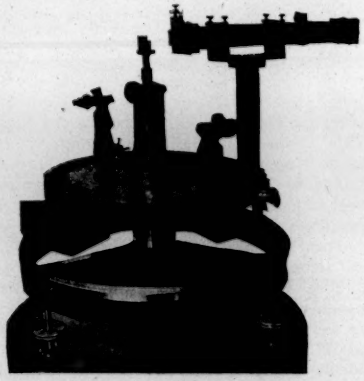


Fig. 21.

Die Methode der genauen Wellenlängenbestimmung mit diesem Spektrographen weicht von der bei dem Vakuumspektrographen beschriebenen hauptsächlich dadurch ab, daß die Bestimmung des Winkels φ_p durch den Drehungswinkel der reflektierenden Kristallfläche im Verhältnis zu dem Spalt-Plattenhalter-Tubus erfolgt. Die Methodik der Präzisionsbestimmung ist folgende: Aus der Braggschen Beziehung wird der Wert φ_a des der betreffenden Wellenlänge entsprechenden Glanzwinkels berechnet. Mit Hilfe des

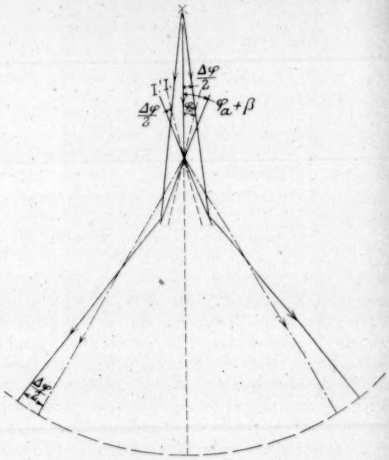


Fig. 22.

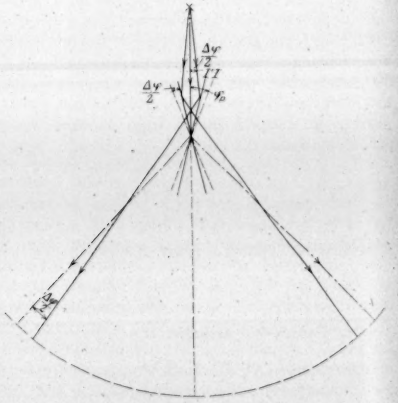


Fig. 23.

Präzisionskreises stellt man dann die Kristallfläche so ein, daß sie mit der Nullinie (Fig. 24) einen Winkel gleich $\varphi_a + \beta$ bildet, dann wird der Präzisionskreis mit dem Kristall festgemacht. Der Tubus wird in die entsprechende Lage geführt, so daß die Spaltmitte—Plattenmitte einen Winkel von $2(\varphi_a + \beta)$ mit der Nullinie bildet.

Nehmen wir an, daß der mittlere Strahl des von dem Brennfleck ausgehenden divergenten Strahlenbündels gerade unter dem zu bestimmenden Winkel φ_f reflektiert werden kann. Die Kristallfläche muß in diesem Fall die Lage der punktierten Linie I haben. Die Kristallfläche hat aber die Stellung I', was zur Folge hat, daß ein anderer Strahl, der nämlich, welcher einen Winkel gleich $\frac{\Delta\varphi}{2}$ mit dem mittleren Strahl bildet, ausgewählt und reflektiert wird. Dieser Winkel

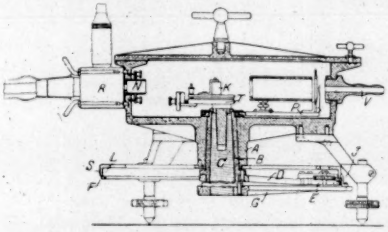


Fig. 24.

ist gleich dem Winkel zwischen der punktierten und der wirklichen Lage der Kristallfläche. Soll dieser Strahl nahe der Drehachse reflektiert werden, so muß der Drehwinkel der Kristallfläche aus der punktierten Lage sehr klein sein. Nach der Exponierung wird dann die Kristallfläche mit dem Präzisionskreis um einen Winkel gleich $180^0 - 2(\varphi_a + \beta)$ gedreht und der Tubus in die entsprechende Lage geführt. Durch eine doppelseitige Aufnahme erhält man also zwei Linien, die beiderseits der Linie Spaltmitte—Plattenmitte des Tubus liegen. Mit Kenntnis des Abstands Spalt—Platte R, und des Abstands zwischen den beiden Linien a, wird der Winkel φ_f berechnet:

$$2(\varphi_a + \beta) - \Delta\varphi = 2\varphi_f; \quad \operatorname{tg}\frac{\Delta\varphi}{2} = \frac{a}{2R}.$$

Fig. 23 veranschaulicht die verschiedenen Lagen der Kristallfläche bei einer „gekreuzten Aufnahme". Der Winkel φ_f wird hier aus den Gleichungen:

$$2(\varphi_a - \beta) + \Delta\varphi = 2\varphi_f; \quad \operatorname{tg}\frac{\Delta\varphi}{2} = \frac{a}{2R}$$

berechnet.

Dank der Entwicklung der Präzisionsmeßtechnik sind zur Zeit die Wellenlängen von den Hauptlinien der verschiedenen Spektralserien der meisten Elemente sehr genau bestimmt. Hier muß jedoch bemerkt werden, daß die bis jetzt publizierten Messungen nicht mit der großen Präzision gemacht sind, die nach Einführung der erwähnten Verbesserungen möglich ist, sondern sie repräsentieren ein früheres Stadium der Präzisionsmeßtechnik. In Siegbahns Laboratorium sind zurzeit neue Messungen in Ausführung. Durch die erwähnten Messungen ist es möglich gemacht, zu relativen Messungen überzugehen und damit zur Verwendung einfacher gebauter Spektrographen als die oben beschriebenen Präzisionsspektrographen. Für relative Messungen hat Siegbahn einen vorzüglichen Vakuumspektrographen konstruiert, der in den Fig. 24 u. 25 abgebildet ist.

Das Vakuumgefäß ist aus Messing oder Aluminium hergestellt und hat dieselbe Form wie der oben erwähnte Präzisionsspektrograph, besteht also aus einem zylindrischen Gefäß, das längs einer Sehne abgeschnitten ist. Im Gegensatz zu dem Präzisionsspektrographen ist dieser Spektrograph mit nur einem Teilkreis versehen, der in $^1/_3{}^0$ geteilt ist. Der Präzisionskreis und die dazu gehörigen Ablesungsmikroskope fehlen also. Mit Hilfe des erwähnten Kreises geschieht teils die Einstellung des Kristalls, teils die Einstellung der photographischen Platte. Im Boden des Vakuumgefäßes sitzt der Ansatz A, der konisch ausgebohrt ist und in den die beiden Konusse B und C eingepaßt sind. An den äußeren von diesen ist oben der Plattenhalter P festgemacht und unten der Arm D, dessen freies Ende einen Index trägt, der in einem Falz F der Skala läuft. Vermittels der Anord-

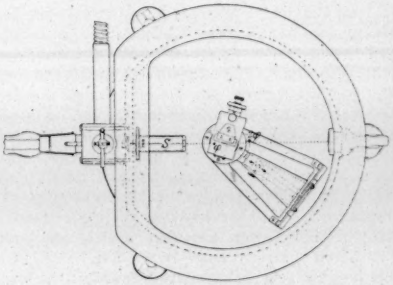


Fig. 25.

nung E kann dieser Arm an dem Rande L der Skala festgeklemmt werden. Der innere Konus C trägt oben den Kristalltisch T mit dem Kristall K und unten einen Arm G, dessen freies Ende mit einem Index J versehen ist. Durch das Ansatzrohr V erfolgt das Evakuieren des Spektrographen. Wie die Röntgenröhre an dem Spektrographen befestigt ist, geht aus den Figuren hervor. Das Abdichten des Hochvakuums in der Röntgenröhre vom Vorvakuum im Spektrographen geschieht vermittels des Zylinders N. Das eine Ende dieses Zylinders ist

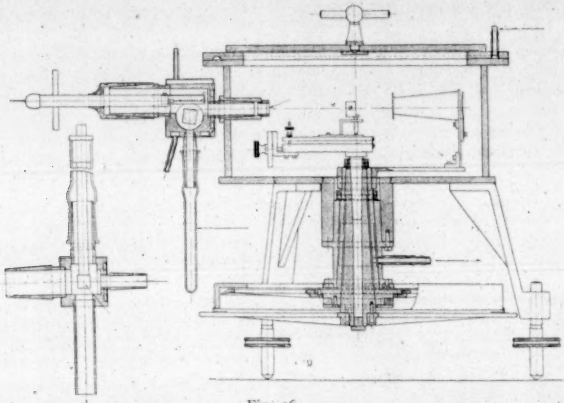


Fig. 26.

geschlossen und mit einem Spalt versehen. Zwischen diese Endfläche und die Röntgenröhre wird eine ausgeschnittene Gummipackung gelegt und zwischen dieser und der Röhre ist das Fenster aus Aluminium oder Goldschlägerhaut angebracht. Der Abstand Drehachse—Platte beträgt etwa 125 mm. Die übrigen Einzelheiten des Spektrographen gehen aus den Figuren hervor.

Das Bestreben, die röntgenspektroskopischen Messungen auf längere Wellenlängen auszudehnen, ist in letzter Zeit von großem Erfolg gekrönt worden. Die Schwierigkeiten, die ein weiteres Vordringen auf diesem Gebiet hinderten, waren vor allem technischer Natur. Erstens hatte man keine Gitter mit geeigneten Gitterkonstanten zur Verfügung und zweitens besaß man keinen für Messungen auf dem langwelligsten Gebiet geeigneten Hochvakuumspektrographen. Müller hat den Weg zur Herstellung solcher Gitter aus den hochmolekulären Fettsäuren gezeigt und weiter hat Siegbahn durch seinen neuerlich konstruierten Hochvakuumspektrographen die Röntgenspektroskopie mit einem vorzüglichen Instrument zur Erforschung dieses Wellenlängengebietes bereichert. Dieser Spektrograph, mit dem Siegbahn und Thoraeus einen schönen Vorstoß auf dem Gebiet der längeren Wellen gemacht hat, ist in der Fig. 26 abgebildet. Die ersten Untersuchungen bis etwa 18 ÅE. wurden mit einem Vakuumspektrographen von der früher erwähnten Form gemacht. Was aber weitere Fortschritte hinderte, war die Absorption der langwelligen Strahlung in der Spaltbedeckung. Als solche verwendet man ja gewöhnlich Aluminiumfolie mit einer Dicke von 7 μ bis Wellenlängen von etwa 6 ÅE., dann geht man mit Vorteil zur Goldschlägerhaut über, die jedoch, um die photographische Platte vor dem direkten Licht der Röntgenröhre zu schützen, rot gefärbt sein muß. Durch Untersuchungen in Siegbahns Laboratorium wurde gezeigt, daß dank dieser Färbung Wellenlängen über 13 ÅE. ganz absorbiert werden. Noch weiter oder bis zu etwa 18 ÅE. kann man unter Verwendung rotgefärbter Zelluloidhäutchen von etwa 0,5 μ kommen. Will man weiter gehen, bleibt nichts anderes übrig, als von der Spaltbedeckung ganz abzusehen und den Spalt ganz offen zu lassen. Damit ist man auf die Verwendung vom Hochvakuumspektrographen hingewiesen. Wie aus der Figur hervorgeht, weicht dieser Hochvakuumspektrograph von dem früher beschriebenen Vakuumspektrographen hauptsächlich durch die Anordnungen ab, die eingeführt worden sind, um das Hochvakuum in dem Spektrographen aufrecht zu halten. Diese Anordnungen sind die in dem Spektrographendeckel und in den Konussen versenkten Rinnen, die während des Evakuierens mit der Vorpumpe in Verbindung stehen und bis zu 0,01 mm *Hg* evakuiert werden. Weiter ist eine besondere Röntgenröhre für den Spektrographen konstruiert worden, deren Aussehen auch aus der Fig. 26 hervorgeht. Die Röhre ist noch anstatt mit Wolfram-Glühkathode mit einer Oxydkathode versehen und dies aus zwei Gründen. Erstens wird hierdurch die Gefahr, die photographische Platte geschwärzt zu bekommen, sehr minimal, da das von der Oxydkathode ausgehende Licht dem roten Teil des Spektrums angehört. Zweitens wird durch Verwendung dieser Kathode verhindert, daß die Antikathode mit Wolframmetall überzogen wird, was beim Ver-

wenden einer Wolfram-Glühkathode oft der Fall ist und wodurch die erregte langwellige Strahlung absorbiert wird. Um die Oxydkathode gegen Feuchtigkeit zu schützen, ist die Röhre mit einem Konus versehen, an den ein mit P_2O_5 beschickter Glasschliff angesetzt werden kann. Auf die übliche Befestigungsweise der Röntgenröhre an dem Spektrographen muß hier wegen

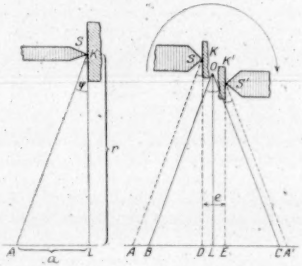


Fig. 27a. Fig. 27b.

des Hochvakuums verzichtet werden. Die Röntgenröhre ist, wie aus der Zeichnung hervorgeht, mit einem Konus versehen, der in einer entsprechenden konisch ausgedrehten Fassung in den Spektrographen eingeschliffen ist.

Der Seemannsche Schneidenspektrograph in seiner früheren Ausführung (Fig. 27a) ist, wie bekannt, nicht für genaue absolute Messungen geeignet. Die Ursache liegt besonders in der Schwierigkeit, die Nullinie mit hinreichender Genauigkeit zu fixieren. Durch die von Vogel abgeänderte Form dieses Spektrographen ist der erste Schritt zum Abhelfen dieses Übelstandes gemacht. Der von Vogel konstruierte Spektrograph ermöglicht eine Umlegung der Kristallschneidenhalter um genau 180°, wie in Fig. 27b schematisch dargestellt ist. S und K ist die Stellung des Kristalls bzw. der Schneide vor der Umlegung, S' und K' die entsprechende Lage nach der Umlegung. Wie man aus der Fig. 27b ersieht, ist es gleichgültig, ob die Kristall- oder die Schneidenebene durch die Drehachse O geht. Die Exzentrizität e der beiden Kristallflächen in den zwei Lagen kann direkt ausgemessen werden. Da die Dreiecke SDA, $S'EA'$, OLB und OLC einander ähnlich sind, kann man für die Berechnung des Winkels φ die beiden Dreiecke SDA und $S'EA'$ durch das Dreieck OBC ersetzen, wo BC gleich $AA'-e$ ist. Man erhält also $\operatorname{tg}\varphi = \frac{BC}{2 \cdot r}$, wo BC der auf der Platte gemessene Abstand der beiden Spektrallinien ist, vermindert um den Betrag e. Ein schwacher Punkt in diesem Verfahren liegt jedoch darin, daß man nicht sicher sein kann, daß die beiden Kristallebenen parallel der Linie OL (Fig. 27b) stehen. Weber hat durch seine gleichzeitig mit Vogel veröffentlichte Arbeit eine weitere Neuerung angegeben, wodurch die Lage dieser Ebene senkrecht der photographischen Platte bestimmt wird. In den Fig. 28a, b und c sind die von Weber eingeführten Verbesserungen skizziert. S ist die auswechselbare Schneide, die durch eine Mikrometerschraube in einen gewissen Abstand von der Kristalloberfläche gebracht werden kann. Dank der zylindrischen Führung bewegt sich die Schneide parallel der Ebene der photographischen Platte. Der Kristall ist vor der Schneide so angebracht, daß er um eine in der Zeichenebene liegende Achse OO' gedreht werden kann. Fig. 28b zeigt das Aussehen des Kristallhalters. Die Ebene HH' steht senkrecht zur Achse OO' und damit zur photographischen Platte; die Schnittlinie dieser beiden Ebenen gibt die Nullinie auf der Platte. Steht wegen fehlerhafter Einjustierung die reflektierende Kristallfläche nicht senkrecht zur Achse OO', so können durch Drehung der Achse um 180° der Kristallfläche zwei Lagen gegeben werden, die mit der Ebene HH' beiderseits den gleichen Winkel α bilden (Fig. 28c). Diese

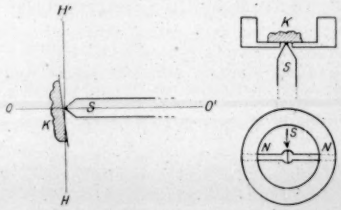


Fig. 28a. Fig. 28b.

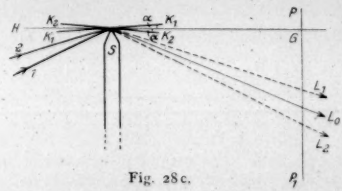


Fig. 28c.

Drehung wird mit Spiegel, Skala und Fernrohr gemacht. Macht man jetzt die Aufnahmen der betreffenden Spektrallinie, werden auf der Platte zwei Linien L_1 und L_2 erhalten, entsprechend den zwei Lagen der Kristallfläche. Der wahre Ort L_0 der Spektrallinie wird auf die festgestellte Ebene bzw. eine mitphotographierte feine Plattenmarke durch Interpolation zwischen den Werten

für die beiden Linien L_1 und L_2 bezogen. Durch Bestimmung des konstanten Abstands der Plattenmarke von der Schnittlinie der Hauptebene mit der photographischen Platte wird die absolute Messung möglich gemacht, wenn man den Abstand Schneide—Platte gemessen hat. Später haben Weber und Lang einen Seemann-Spektrographen konstruiert, hauptsächlich nach den von Vogel und Weber gegebenen Prinzipien. Die Brauchbarkeit dieses Spektrographen für genaue Messungen ist in den Arbeiten der erwähnten Forscher ausführlich untersucht. Betreffs der Ergebnisse dieser Untersuchung, sowie auch betreffs der Methodik, die bei diesen Messungen verwendet wird, muß wegen des Umfanges dieser Arbeiten auf die Originalliteratur hingewiesen werden. Über die bis jetzt erhaltenen Meßresultate siehe Kap. II und Kap. V.

II. Über die Entwicklung der Meßtechnik auf dem Röntgengebiet.

Im Anschluß an die in dem vorigen Paragraphen gegebene Übersicht über die Entwicklung der Röntgenspektrographen für genaue Messungen wird unten eine Zusammenstellung der Werte der Wellenlänge der $CuK\alpha_1$-Linie gegeben, die mit dem früher erwähnten neuen Präzisionsspektrographen erhalten wurden. Da diese Linie sehr oft als Referenzlinie benutzt wird und von vielen Gesichtspunkten aus als Röntgen-Normal sehr geeignet ist, ist die Wellenlängenmessung dieser Linie von besonderem Interesse. In seinem neulich herausgegebenen Standard-Werk „The Spectroscopy of X-Rays" hat Siegbahn eine interessante Übersicht über die Wellenlängenwerte dieser Linie gegeben, die während der Jahre 1916—1924 in seinem Laboratorium gefunden wurden. Wir geben hier diese Zusammenstellung wieder:

		Differenz
Moseley 1914 . .	1549 XE.	12 XE.
Siegbahn-Stenström 1916 . .	1539 „	2 „
Siegbahn 1918 . .	1537,36 „	0,10 „
Siegbahn 1922 . .	1537,30 „	0,04 „
Siegbahn-Hjalmar 1924 .	1537,26 „	—

Die Differenzen sind im Verhältnis zu dem von Siegbahn-Hjalmar gefundenen Wert 1537,26 berechnet. Die im Bonner Institut neulich gemachten Messungen haben folgende Resultate ergeben:

Lang 1924 . .	1537,32 XE.
Weber 1925 . .	1537,42 „

In seiner Dissertation (1925) hat Leide als Wert der Wellenlänge 1537,29 XE. angegeben. Macht man einen Vergleich dieser neu gefundenen Werte mit dem von Siegbahn-Hjalmar gefundenen, so erhält man die folgenden Differenzen:

Lang . .	0,06 XE.
Weber . .	0,16 „
Leide . .	0,03 „

Die Messungen von Lang und Weber sind mit dem früher erwähnten Seemannschen Schneidenspektrographen gemacht worden. Wegen des Eindringens der Strahlung in den Kristall während der Reflexion werden die mit diesem Spektrographen erhaltenen Spektrallinien gegen die langwellige Seite sehr scharf abgegrenzt, gegen die kurzwellige Seite dagegen verschleiert. Um eine genaue Liniendefinition zu erhalten, werden darum die Messungen immer an der scharfen Kante der Linien gemacht. Gegen die Siegbahnschen Anordnungen werden die Bemerkungen gemacht, daß man keine scharfe Liniendefinition erhalten kann; man ist immer darauf angewiesen, die Messungen an der Mitte der Spektrallinien zu machen. Dringt die Strahlung also zu solcher Tiefe ein, daß der Betrag dieser Tiefe nicht vernachlässigt werden kann, würde dies also zur Folge haben, daß der Schwerpunkt der Linie sich verschiebt und die Messungen also mit einem systematischen Fehler behaftet werden müssen. In ihrer neulich publizierten Arbeit „Standardmessungen von Wellenlängen im Röntgengebiet" haben Siegbahn und Hjalmar diese Einwände einer kritischen Behandlung unterworfen. Neue Messungen sind mit dem früher beschriebenen Präzisionsvakuumspektrographen gemacht worden; die erhaltenen Meßresultate sind unten in Tabelle III wiedergegeben. Die benutzten Kristallexemplare (Kalkspat) sind sorgfältig ausgewählt und gleicher Herkunft. Weiter sind die Messungen wegen Temperatur und Exzentrizitätsfehler korrigiert worden; die Wellenlängen sind unter Benutzung der Braggschen Beziehung $n\lambda = 2d \sin \varphi$ berechnet. Als Wert der Gitterkonstante der benutzten Kalkspatkristalle ist $\log 2d = 0{,}7823347$ benutzt worden. Bei den Messungen ist immer dafür gesorgt, daß die Reflexion nur von einem kleinen Teil der Kristallfläche erfolgt und daß dieser Teil in die Drehachse der Kristallfläche fällt. Wie man aus den in der Tabelle III mitgeteilten Meßergebnissen sieht, sind die zufälligen Fehler sehr klein. Die Möglichkeit ist aber noch vorhanden, daß durch das Eindringen der Strahlung die Linien verbreitert werden könnten und somit eine einseitige Verschiebung des Schwerpunkts stattgefunden

Tabelle III.

Kristall	Platte Nr.	Kassettenlage	Temp.	$\varphi_{18°}$	λ
K 15	166	I	20°,2	14°41′59″,0	1537,257
K 15	167	I	20°,0	59″,2	263
K 15	172	I	18°,9	59″,2	263
K 15	173	I	19°,2	58″,6	245
K 15	174	I	18°,3	58″,9	254
K 15	175	I	18°,9	59″,2	263
K 18	176	I	19°,0	59″,4	269
K 18	177	I	18°,5	58″,8	251
K 18	178	I	18°,8	58″,6	245
K 18	185	I	18°,4	58″,5	243
K 18	186	I	18°,6	59″,3	266
K 18	242	I	18°,8	59″,3	266
K 18	243	I	18°,8	59″,2	265
K 18	294	I	20°,6	60″,0	280
K 15	168	II	20°,2	58″,7	248
K 15	169	II	19°,6	59″,0	257
K 15	170	II	18°,8	59″,2	263
K 15	171	II	19°,2	59″,4	269
K 18	179	II	18°,8	59″,2	263
K 18	180	II	18°,0	58″,9	254
K 18	181	II	18°,2	60″,2	294
K 18	182	II	18°,5	58″,1	231
K 18	183	II	18°,8	59″,0	257
K 18	184	II	18°,2	58″,0	228
K 18	204	II	18°,0	59″,5	271
K 18	232	II	18°,8	59″,5	271
K 18	233	II	18°,8	59″,9	283
			Mittel:	14°41′59″,1	1537,259

Tabelle IV.

Kalkspatkristall K 15. Kristallage II ist um 90° gegenüber I verstellt.

Platte	Kristallage	Temp.	$\varphi_{18°}$	λ
9	I	22°,5	14°41′59″,2	1537,262
10	I	22°,0	58″,9	253
11	I	22°,5	58″,8	250
12	I	22°,2	59″,4	268
13	I	22°,7	59″,2	262
14	I	23°,2	59″,5	271
15	I	23°,8	59″,5	271
16	I	23°,3	59″,3	265
17	I	23°,8	58″,7	247
18	I	23°,6	59″,6	274
19	II	21°,8	59″,9	282
20	II	22°,8	59″,6	274
21	II	22°,0	59″,2	262
22	II	22°,4	59″,2	262
		Mittel:	14°41′59″,3	1537,265

hat. Ein solcher Effekt konnte aber nicht gefunden werden, was aber dazu führt, daß dieser Effekt innerhalb der Grenzen der zufälligen Fehler liegen muß. Messungen wurden weiter mit dem neuen oben beschriebenen „Tubusspektrographen" gemacht. Bei diesem Spektrographen fällt der Einfluß des Eindringens der Strahlung in den Kristall während der Reflexion ganz aus. Von größtem Interesse ist es darum zu sehen, wie die Messungen hier ausgefallen sind. Die Resultate sind in Tabelle IV zusammengestellt. Wie man sieht, sind hier die zufälligen Fehler wesentlich kleiner als bei Benutzung des Präzisionsvakuumspektrographen. Hierzu haben Siegbahn und Hjalmar die Bemerkung gemacht, daß der Abstand Spalt—Platte beträchtlich größer ist als in dem Vakuumspektrographen und daß die Variation der Versuchsbedingungen hier nicht so groß war.

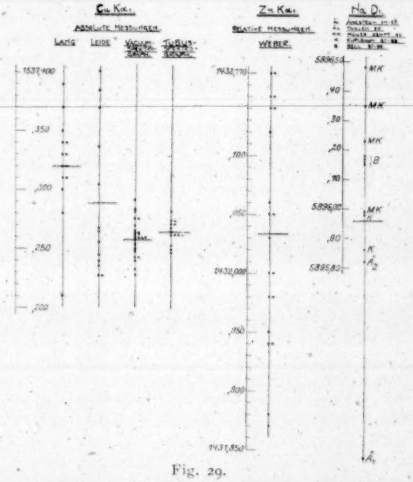


Fig. 29.

Wie man aus den mitgeteilten Messungsresultaten ersieht, sind die für die $CuK\alpha_1$-Linie erhaltenen Wellenlängen:

mit dem Vakuumspektrographen 1537,259 XE.
„ „ Tubusspektrographen 1537,265 „

als eine vollständige Übereinstimmung mit dem früher von Siegbahn-Hjalmar 1924 gefundenen Wert 1537,26 XE.

In der erwähnten Arbeit haben Siegbahn und Hjalmar auch eine Zusammenstellung der einzelnen Messungen von Lang, Leide und ihren eigenen Messungen gegeben.

Wie man findet, stimmen die Messungen sehr gut miteinander überein, die Abweichungen der einzelnen Messungen von dem Mittelwert (mit zwei horizontalen Linien ausgezeichnet) sind am kleinsten bei den Siegbahn-Hjalmarschen Messungen. Der Wert von Weber, 1537,42, fällt ganz außerhalb dieser Werte. In derselben Zusammenstellung ist eine Reihe von relativen Messungen von Weber über die $K\alpha_1$-Linie des Zinks wiedergegeben.

Um einen Vergleich mit der Genauigkeit der optischen Gittermessungen der Natriumlinie D_1 zu bekommen, sind die älteren dieser Messungen

in derselben Zusammenstellung (Fig. 29) veranschaulicht. Die Skala ist so gewählt, daß die prozentualen Fehler der optischen und röntgenspektroskopischen Messungen gleich groß sind. Der mit den horizontalen Linien ausgezeichnete Wellenlängenwert der D_1 Linie ist der durch interferometrische Methoden gefundene Wellenlängenwert. Wie die Verfasser hervorheben, kann man die Messungen der Röntgenspektroskopie wenigstens als gleichwertig mit den älteren Gittermessungen der optischen Spektroskopie betrachten.

III. Die in der Röntgenspektroskopie benutzten Kristallgitter.

Außer den bisher in der Röntgenspektroskopie benutzten Kristallgittern Steinsalz, Kalkspat, Gips, Glimmer, Zucker, Quarz, Ferrocyankalium und Karborund werden für Messungen auf dem langwelligen Gebiet die Gitter der festen hochmolekularen Fettsäuren verwendet.

Betreffs der ersten Kristallgitter gelangt zurzeit Steinsalz für genaue Messungen nicht zur Verwendung und dies aus mehreren Ursachen. Erstens besitzt Steinsalz einen großen lineären Ausdehnungskoeffizienten, 0,0000404 (senkrecht der Spaltfläche), zweitens erhält man wegen der unvollkommenen Beschaffenheit der Spaltfläche nicht die gewünschte Schärfe der Spektrallinien, was besonders für höhere Ordnungen gilt, wo man zwar eine große Auflösung bekommt, aber an Schärfe und Intensität verliert. Für genaue Messungen hat sich aber Kalkspat als sehr geeignet erwiesen. Erstens ist es keine Schwierigkeit, Kristallexemplare mit guten Spaltflächen zu bekommen. Zweitens ist die Auflösung beinahe gleich groß wie beim Steinsalz, die Reflexion in höheren Ordnungen erheblich besser und der Ausdehnungskoeffizient nur ein Viertel von demjenigen des Steinsalzes. Die Gitterkonstante ist von mehreren Forschern berechnet, zum erstenmal von W. L. Bragg. Diese Berechnungen sind mit Hilfe der folgenden Beziehungen gemacht:

$$d = \left| \frac{1}{2} \cdot \frac{M m}{\varrho V} \right|^{\frac{1}{3}}$$

oder:

$$d = \left| \frac{1}{2} \cdot \frac{M}{\varrho L V} \right|^{\frac{1}{3}}.$$

M = Molekulargewicht des Kalkspats ($CaCO_3$),
m = Masse des Wasserstoffatoms,
ϱ = Dichte des Kalkspats,
V = Volumen eines Kalkspatrhomboeders mit dem Abstand eins zwischen den Spaltflächen,
$L = \frac{1}{m}$ = Loschmidtsche Zahl.

V wird aus der Beziehung:

$$V = \frac{(1 + \cos\beta)^2}{\sin\beta\,(1 + \cos 2\beta)}$$

berechnet, wo β der stumpfe Winkel der begrenzenden Rhomben ist.

Als Wert der Gitterkonstante von Kalkspat sind im Laufe der Zeit folgende Werte gekommen:

d		
3,04	10^{-8} cm	W. L. Bragg 1914,
3,028	10^{-8} cm	W. S. Gorton 1916,
3,03	10^{-8} cm	Webster 1916,
3,0279	10^{-8} cm	Compton 1916,
3,030 · 0,001	10^{-8} cm	Millikan 1918,
3,0281 ± 0,0010	10^{-8} cm	Compton 1918,
3,0282 ± 0,0016	10^{-8} cm	Uhler 1918,
3,02825 ± 0,00225	10^{-8} cm	Ledoux-Lebard u. Dauvillier 1921.

Als der bisher genaueste, berechnete Wert kann der Wert von Compton, Beets und Defoe (1925) betrachtet werden. Als Wert der Loschmidtschen Zahl L verwenden sie den nach Birge mit den folgenden Daten erhaltenen Wert:

E = Elektrochem. Äquivalent von Ag:
$= 0{,}00111827$ g,
c = Lichtgeschwindigkeit
$= 2{,}9986 \cdot 10^{10}$ cm · sec^{-1},
e = Elektr. Elementarquantum
$= (4{,}774 \pm 0{,}0051)\ 10^{-10}$ ESE.
A = Atomgewicht des Silbers
$= 107{,}88$.

Hieraus ergibt sich die Loschmidtsche Zahl $L = \frac{A \cdot c}{10 \cdot E \cdot e} = (6{,}0594 \pm 0{,}0063)\ 10^{23}$.

Außer diesem Wert von $L = (6{,}0594 \pm 0{,}0063) 10^{23}$ werden folgenden Daten benutzt:

$M = 100{,}075 \pm 0{,}03$
$V = 1{,}09630 \pm 0{,}00007$ bei $+ 20^0$
$\varrho = 2{,}7102 \pm 0{,}0004$ bei $+ 20^0$.

Die oben angeführten Daten geben als Wert der Gitterkonstante von Kalkspat:

$d = (3{,}0291 \pm 0{,}0010)\ 10^{-8}$ cm bei $+ 20^0$.

Unter der Annahme, daß der lineäre Ausdehnungskoeffizient des Kalkspats senkrecht den Spaltebenen gleich 0,0000104 ist, ergibt sich als Wert der Gitterkonstante bei $+ 18^0$

$$d = 3{,}02904\ 10^{-8}\text{ cm}.$$

Es ist aber einleuchtend, daß die Bestimmung der Gitterkonstante auf spektroskopischem Wege

Tabelle V.

Kristall	Refl. Ebene	d	log $2d$	k	Autoren
Carborund	(111)	2,49 ÅE.	0,6975	—	Owen
Steinsalz	Spaltfläche	2,81400 „ [1]	0,7503541	0,0000404	Siegbahn
Kalkspat	Spaltfläche	3,02904 „ [1]	0,7823347	0,0000104	„
Quarz	Prismafläche	4,24664 „ [1]	0,9290750	0,0000142	Siegbahn Dolejšek
Gips	Spaltfläche	7,5776 „ [1]	1,1805620	0,000025	Hjalmar
Ferrocyankalium . .	(100)	8,454 „	1,22809	—	Moseley
„	(100)	8,408 „ [1]	1,22572	—	Siegbahn
Glimmer	Spaltfläche	9,93 „ [1]	1,29823	—	Larsson
Zucker	(100)	10,572 „ [1]	1,32512	—	Stenström

[1] Bezieht sich auf $+18^0$ C.

Tabelle VI.

Säure	Schmelzpunkt	d_1	d_2	d_3	Autoren
Caprinsäure $C_{10}H_{20}O_2$ . .	—	23,2 Å-E.	—	—	Müller
Laurinsäure $C_{12}H_{24}O_2$ . .	43°—44°	27,0 „	4,11 Å-E.	3,68 Å-E.	„
Myristinsäure $C_{14}H_{28}O_2$ . .	—	32,2 „	4,12 „	3,72 „	„
Palmitinsäure $C_{16}H_{32}O_2$ . .	62,5°	34,7 „	4,08 „	3,65 „	„
„ „ . .	—	35,60 „	—	—	Siegbahn-Thoraeus
Stearinsäure $C_{18}H_{36}O_2$ . .	69°—69,5°	38,7 „	4,05 „	3,62 „	Müller
Behensäure $C_{22}H_{44}O_2$ . .	80,5°	47,8 „	4,10 „	3,66 „	„

viel genauer gemacht werden kann. Dies setzt aber voraus, daß man die gesuchte Gitterkonstante auf ein Normal-„d“ bezieht. Als solches wird von Siegbahn der Moseleysche Wert der Gitterkonstante von Steinsalz $d = 2{,}814 \cdot 10^{-8}$ cm benutzt, doch hat Siegbahn zwei willkürliche Ziffern hinzugefügt und nimmt den so erhaltenen Wert $d = 2814{,}00$ XE. als für die Temperatur $+18^0$ geltend an. Durch Präzisionsbestimmungen der $K\alpha_1$-Linien von Cu und Fe und der $L\alpha_1$-Linie von Sn teils mit Steinsalz, teils mit Kalkspat, fand Siegbahn schon 1919 als Mittelwert unter den erwähnten Bedingungen:

$$d = 3029{,}04 \text{ XE. bei } +18^0,$$

oder $\log 2d = 0{,}7823347$.

Dieser Wert ist seit dem erwähnten Jahr in Siegbahns Laboratorium bei den Präzisionsmessungen benutzt worden.

Bei den genaueren Messungen wird immer die Gitterkonstante für die Temperatur korrigiert, was unter Voraussetzung der Gültigkeit der Braggschen Beziehung in folgender Weise gemacht wird.

Für eine Aufnahme bei $+18^0$ gilt:

$$n\lambda = 2d_{18} \cdot \sin\varphi_{18}$$

und bei $+t^0 (t > 18^0)$

$$n\lambda = 2d_t \cdot \sin\varphi_t,$$

wo $d_t = d_{18}(1 + k\Delta t)$

k = linearer Ausdehnungskoeffizient senkrecht der refl. Ebenen.

Hieraus ergibt sich:

$$\log \sin\varphi_{18} = \log(1 + k\Delta t) + \log \sin\varphi_t.$$

Für $t < 18^0$ kann, anstatt $\log(1 - k\Delta t)$, $-\log(1 + k\Delta t)$ gesetzt werden, da die zweite Potenz von $k\Delta t$ sehr klein ist. Über Korrektionen wegen der Abweichung der Braggschen Beziehung siehe Kap. IV.

Unten wird eine Zusammenstellung der Gitterkonstanten der oben erwähnten Kristallgitter gegeben.

Für Untersuchungen auf dem langwelligsten Gebiet der Röntgenstrahlen haben, wie oben erwähnt wurde, die Gitter der hochmolekularen festen Fettsäuren Verwendung gefunden. Müller hat eine einfache Methode angegeben, wodurch brauchbare Gitter hergestellt werden können. Nach dieser Methode wird etwas von den zu benutzenden Substanzen auf einer Glasplatte geschmolzen. Bei langsamer Abkühlung kristallisiert die Substanz in Scheibchen, die sich parallel der Glasoberfläche orientieren. Vermittelst so hergestellter Gitter ist es Müller gelungen, sehr gut definierte Spektrallinien zu erhalten (siehe Fig. 30, Tafel I). Außer den scharfen Linien erhält Müller auch einige diffuse Linien, die zwei anderen Gruppen von Atomebenen zugeschrieben werden. In Tab. VI sind die von Müller erhaltenen Werte der Gitterkonstanten der von ihm untersuchten Säuren zusammengestellt. Die mit d_1 bezeichneten Werte entsprechen der Gitterkonstante der am besten reflektierenden Ebenen; d_2 und d_3 entsprechen den Ebenen, die schwächere Reflexion geben. Die in der Fig. 30 von Müller erhaltenen Spektrogramme sind mit Fe-Antikathode aufgenommen. Nähere spektroskopische Daten fehlen in der Arbeit von Müller.

Tabelle VII. $\log \frac{\sin \varphi_n}{n}$ $(+ 18^0)$.

Ordn.	$WL\beta_1$	$CuK\alpha_1$	$FeK\beta_1$	$FeK\alpha_1$	$VaK\alpha_1$	$ScK\alpha_1$	$SnL_i\beta_1$	$KK\alpha_1$
1	8,92695 23	9,0065961	9,0635972	9,1050168	9,2174174	9,3003512	9,3482412	9,3917600
2	2986	0186	0590	3109	2169973	0059	3478718	3780
3	1675	0059561	0620822	2218	8777	2985780	7110	2741
4	1032	9043	9360	1674	7914	8130		
5	0362	8837	8975	1298	7639			
6	0009	8618		1062				
7		8400						
8		8330						
10	8,9259594							

IV. Über die Abweichungen der Braggschen Beziehung. Totalreflexion. Brechung der Röntgenstrahlen beim Durchgang eines Prismas.

Daß die Braggsche Beziehung:

$$n\lambda = 2d \sin \varphi$$

keine strenge Gültigkeit hat, ist zurzeit durch mehrere Untersuchungen experimentell festgestellt.

Die ersten experimentellen Anzeichen einer Abweichung von dieser für die Röntgenspektroskopie fundamentalen Beziehung wurde von Stenström in seiner Doktorarbeit gegeben. Bei Bestimmungen der Gitterkonstante von Zucker durch Aufnahme der $L\alpha_1$-Linie von Sn in verschiedenen Ordnungen fand Stenström, daß der Wert der Gitterkonstante mit der Ordnungsnummer des Spektrums variierte, und zwar so, daß je höher die Ordnungsnummer war, je größer der Wert der Gitterkonstante wurde. Dieser Befund gab Stenström Veranlassung, auch Kalkspat, Steinsalz und Gips unter Benutzung von Wellenlängen von etwa 1 bis 8 ÅE. zu untersuchen. Wäre die Braggsche Beziehung $n\lambda = 2d \sin \varphi$ streng gültig, müßte natürlich der Ausdruck $\log \frac{\sin \varphi}{n}$ unter Voraussetzung konstanter Temperatur konstant sein. Korrektionen für die Temperatur wurden von Stenström nicht gemacht, dessen ungeachtet zeigten die Werte von $\log \frac{\sin \varphi}{n}$ für Zucker und Gips von gewissen Wellenlängen an Abweichungen, die mit Sicherheit außerhalb der Fehlergrenzen lagen und die unzweifelhaft in der Richtung abnehmender $\log \frac{\sin \varphi}{n}$ mit steigender n gingen. Diese Wellenlängen waren für Zucker 3,5 und für Gips 2,5 ÅE. Für Kalkspat und Steinsalz konnten innerhalb der Fehlergrenzen keine solche Abweichungen konstatiert werden.

Durch Berücksichtigung der Temperatureinflüsse auf den Kristall während der Aufnahme und durch Reduktion der Gitterkonstante auf eine Normaltemperatur $(+ 18^0)$ hat Hjalmar eine Bestätigung der Resultate von Stenström in Beziehung auf Gips gefunden. Die Messungen von Hjalmar erstrecken sich über ein Wellenlängengebiet von etwa 1,5 bis 5,2 ÅE. Nur in vier Fällen sind aber drei Ordnungen aufgenommen.

Die erwähnten Untersuchungen von Stenström und Hjalmar wurden mit dem älteren Siegbahnschen Vakuum-Präzisionsspektrographen ausgeführt. Dank der erhöhten Meßgenauigkeit, die mit dem oben erwähnten (S. 31) Präzisionsspektrographen erreicht werden konnte, gelang es Siegbahn, auch den Effekt bei Kalkspat unter Benutzung der Wellenlänge der $K\alpha_1$-Linie des Kupfers zu konstatieren.

Die oben erwähnten Untersuchungen waren aber nicht hinreichend, etwas Bestimmtes über den Effekt auszusagen. Hjalmar ist der erste, der eine umfassende und eingehende experimentelle Untersuchung dieser Frage unternommen hat. Die Resultate dieser Untersuchung wurden von Hjalmar in seiner Doktorarbeit veröffentlicht und wir geben in der Tabelle VII eine Zusammenfassung dieser Resultate.

Später hat Larsson eine eingehende Untersuchung über die Abweichungen bei einem Glimmerkristall gemacht; seine Resultate sind in Tabelle VIII wiederzufinden. Diese beiden Untersuchungen von Hjalmar und Larsson sind mit dem oben erwähnten neuen Präzisionsspektrographen von Siegbahn gemacht und erstrecken sich, wie aus den Tabellen hervorgeht, bis zur 10. und 11. Ordnung.

Tabelle VIII.

Kristall: Glimmer. Strahlung: $CuK\alpha_1$.

Ordnung	$\log \frac{\sin \varphi_n}{n}$ (18^0)
1	8,8888744
2	4062
3	3362
5	2874
7	2545
9	2358
11	2706

Darwin hat schon vor etwa zehn Jahren gezeigt, daß die Braggsche Beziehung, vom theoretischen Standpunkt aus betrachtet, nicht korrekt sein kann. Durch die theoretischen Arbeiten von Darwin und Ewald über die Interferenz der Röntgenstrahlen, Arbeiten, die als eine Erweiterung der auf der Basis der klassischen Elektronentheorie von Laue aufgestellten Theorie der Röntgeninterferenzphänomene betrachtet werden können, sind Versuche gemacht worden, eine Theorie dieser Abweichung zu geben. Nach der Theorie ist der bei der Messung gefundene Glanzwinkel $\overline{\varphi}_n$ in einer gewissen Ordnung n nicht derselbe wie der in der Braggschen Beziehung

$$n\lambda_0 = 2d \sin \varphi_n$$

enthaltene φ_n. Nach der Theorie schließt sich nämlich symmetrisch um den Winkel φ_n ein Winkelgebiet, in dem Totalreflexion der Strahlung stattfindet. Für ein einfaches translatorisches Gitter schließt sich dieses Gebiet einseitig und unmittelbar dem Braggschen Winkel φ_n an; für ein zusammengesetztes Gitter ist das Gebiet der Totalreflexion schmäler als bei dem einfachen Gitter und grenzt nicht unmittelbar an den Braggschen Winkel.

Der Theorie nach ist:

$$\varphi_n - \overline{\varphi}_n = \frac{2}{\Omega \sin 2\varphi_n}.$$

Nach Ewald ist hier zu setzen:

1. Für ein einfaches translatorisches Gitter:

$$\frac{1}{\Omega} = \frac{2\pi e^2}{m} \cdot \frac{N}{\omega_i^2 - \omega^2}$$

N = Anzahl der Dipole in der Volumeinheit,
e und m = Ladung bzw. Masse der Dipole,
ω_i = Eigenfrequenz der Dipole,
ω = Frequenz des einfallenden Röntgenstrahls.

2. Für ein zusammengesetztes Gitter, unter Voraussetzung der Anwendbarkeit der gewöhnlichen Dispersionsbetrachtungen:

$$\frac{1}{\Omega} = \sum \frac{1}{\Omega_i} = 2\pi \sum \frac{N_i \left(\frac{e^2}{m}\right)_i}{\omega_i^2 - \omega^2}.$$

Hier bedeutet: e Ladung, m Masse, ω_i Eigenfrequenz, N_i Anzahl pro Volumeinheit der verschiedenen im Kristall enthaltenen Atomarten bzw. Resonatoren, ω Frequenz der einfallenden Röntgenstrahlung.

Wird der Brechungsquotient gleich μ gesetzt und die Differenz $1 - \mu = \delta$, so ist:

$$\delta = -\frac{1}{\Omega} = -\sum \frac{1}{\Omega_i}.$$

Darwin setzt die Gültigkeit der Lorentzschen Dispersionsformel:

$$\frac{1}{\Omega} = \frac{e^2}{2\pi m c^2} \sum \frac{N_i}{\nu_i^2 - \nu^2}; \quad \nu = \frac{1}{\lambda}$$

voraus.

Die Abweichungen der Braggschen Beziehung wären demnach durch Brechung der Röntgenstrahlen zu erklären. Im folgenden werden wir sehen, wie diese theoretische Erklärung mit den experimentellen Ergebnissen übereinstimmt.

Nach dem obigen muß man also, um die wahre Wellenlänge λ_0 zu finden, den korrigierten Wert des gemessenen Winkels $\overline{\varphi}_n$ in der Braggschen Beziehung einsetzen, also den Wert:

$$\varphi_n = \overline{\varphi}_n + \frac{2}{\Omega \sin 2\varphi_n}.$$

Die wahre Wellenlänge wird dann aus dem Ausdruck:

$$\lambda_0 = \frac{2d}{n} \cdot \sin\left(\overline{\varphi}_n + \frac{2}{\Omega \sin 2\varphi_n}\right)$$

gegeben.

Aus diesem Ausdruck erhält man, wenn der Korrektionsterm als sehr klein betrachtet wird:

$$\lambda_0 = \bar{\lambda}\left(1 + \frac{1}{\Omega \sin^2 \varphi_n}\right),$$

wo

$$\bar{\lambda} = \frac{2d}{n} \cdot \sin \varphi_n.$$

Da aber

$$\sin \varphi_n = \frac{n \cdot \lambda_0}{2d},$$

geben die obigen Ausdrücke:

$$\log \frac{\sin \overline{\varphi}_n}{n} = B + \frac{A}{n^2}, \qquad \text{A)}$$

wo

$$A = -\frac{4d^2}{\Omega \lambda_0^2},$$

und

$$B = \log \frac{\lambda_0}{2d}.$$

In den Fig. 31b, c, d sind die von Hjalmar erhaltenen Werte von $\log \frac{\sin \overline{\varphi}_n}{n}$ graphisch dargestellt. Wie man durch Vergleich mit der theoretischen Kurve in Fig. 31a findet, ist die Übereinstimmung sehr gut. Die Messungen von Larsson sind nebst der theoretischen Kurve in Fig. 32 dargestellt. Hier sind die gezogene Kurve die theoretischen, die eingezeichneten Punkte die von Larsson experimentell gefundenen Werte.

Machen wir jetzt einen Vergleich zwischen dem Ausdruck A, der nach Einführung Brigg-

scher Logarithmen in folgender Weise geschrieben werden kann:

$$\log \lambda_0 = \log 2d + \log \frac{\sin \overline{\varphi}_n}{n} - \frac{A}{n^2} \cdot \log e$$

und der Braggschen Beziehung:

$$\log \lambda_0 = \log 2d + \log \frac{\sin \varphi_n}{n},$$

so sieht man, daß das Korrektionsglied $\frac{A}{n^2} \cdot \log e$ mit wachsendem n immer kleiner wird und daß der Ausdruck in die Braggsche Beziehung übergeht.

Um dem Ausdruck

$$\lambda_0 = \lambda \left(1 + \frac{1}{\Omega \sin^2 \varphi_n}\right) = \lambda \left(1 - \frac{4 d^2 \delta}{n^2 \lambda_0^2}\right)$$

eine für Messungen geeignete Form zu geben, hat Siegbahn für den Korrektionsfaktor:

$$1 + \frac{1}{\Omega \sin^2 \varphi_n} = 1 - \frac{4 d^2 \delta}{n^2 \lambda_0^2}$$

einen approximativen Wert berechnet. Unter Voraussetzung der Gültigkeit der Lorentzschen Dispersionsformel erhält man, wenn ν_i als sehr klein im Verhältnis zu ν betrachtet wird:

$$\frac{\delta}{\lambda_0^2} = 1{,}35 \cdot \varrho \cdot 10^{-6}; \; \lambda_0 \text{ in AE},$$

wo ϱ die Dichte des Kristalls bedeutet. Dieser Ausdruck gibt als Wert des Korrektionsfaktors:

$$1 + \frac{1}{\Omega \sin^2 \varphi_n} = 1 - \frac{5{,}4 d^2}{n^2} \cdot \varrho \cdot 10^{-6}.$$

Multipliziert man jetzt die Beziehung

$$n \overline{\lambda} = 2 d \sin \overline{\varphi}_n.$$

mit diesem approximativen Korrektionsfaktor, so erhält man:

$$n \lambda_0 = 2 d \left(1 - \frac{5{,}4 d^2}{n^2} \cdot \varrho \cdot 10^{-6}\right) \cdot \sin \overline{\varphi}_n.$$

oder

$$n \lambda_0 = 2 d' \sin \overline{\varphi}_n, \qquad (B)$$

wo

$$d' = d \left(1 - \frac{5{,}4 d^2}{n^2} \cdot \varrho \cdot 10^{-6}\right).$$

Da jetzt alle Wellenlängenwerte der Röntgenspektroskopie unter Benutzung einer Beziehung der oben erwähnten Form (B) berechnet sind, hat Siegbahn in seiner Arbeit „The Spectroscopy of X-Rays" die Einflüsse dieser Abweichung auf die Meßresultate näher diskutiert. Wenn man die in den Wellenlängentabellen befindlichen Werte als wahr betrachten will, muß man als Wert der Gitterkonstante den Wert d' annehmen. Nehmen wir z. B. den Siegbahnschen Wert der Gitterkonstante von Kalkspat als den genauen an, $d' = 3029{,}04$, und bedenkt man, daß die meisten der genauen Messungen in erster Ordnung gemacht sind, so wird der wahre

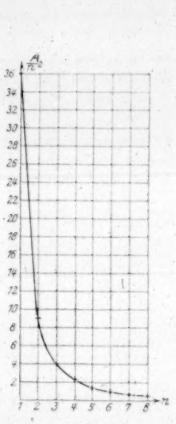


Fig. 31a.

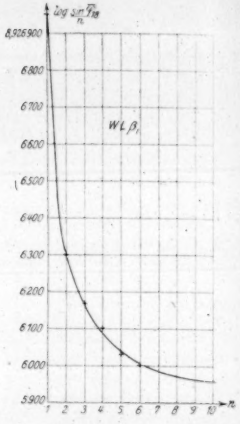


Fig. 31b.

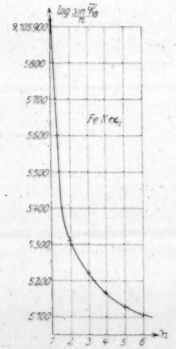


Fig. 31c.

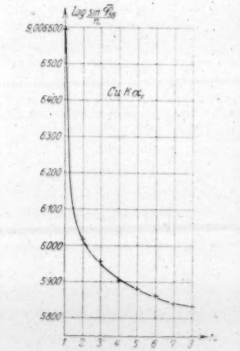


Fig. 31d.

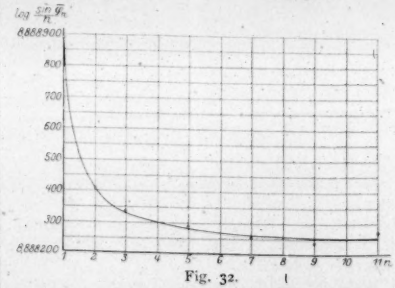


Fig. 32.

Wert der Gitterkonstante für Kalkspat in diesen Messungen gleich 3929,45. Wie oben gezeigt wurde (S. 42), liegen diese Werte beide innerhalb der Fehlergrenzen der Genauigkeit, mit der die erwähnte Gitterkonstante bestimmt werden kann. Wenn man also den Wert 3029,45 als den wahren Wert der Gitterkonstante von Kalkspat annimmt, muß man den Wert 3029,04 in erster Ordnung in der oben angeführten Form der Braggschen Beziehung:

$$n\lambda_0 = 2d' \sin \bar{\varphi}_n$$

benutzen, um die wahre Wellenlänge von dem gemessenen Wert $\bar{\varphi}_n$ von φ zu berechnen. Wie Siegbahn hervorgehoben hat, zeigt dies, daß die Abweichungen der Braggschen Beziehung in keinem höheren Grade die Wellenlängenwerte beeinflussen.

Bergen-Davis und seine Mitarbeiter, Terill, Hatley und v. Nardroff haben sehr genaue und interessante Untersuchungen mit Hilfe der Abweichungen der Braggschen Beziehung gemacht. Ausgehend von der Annahme, daß diese Abweichung der Brechung den Röntgenstrahlen zuzuschreiben ist, erhalten sie durch eine von Bergen-Davis vorgeschlagene Methode vermittelst unsymmetrischer Reflexion eine starke Vergrößerung des erwähnten Effekts. Diese unsymmetrische Reflexion wird dadurch erreicht, daß die zu benutzenden Kristalle so abgeschliffen werden, daß die Kristalloberfläche mit den Atomebenen einen Winkel einschließt, der sehr wenig von dem aus der Braggschen Beziehung berechneten Glanzwinkel der betreffenden Wellenlänge verschieden ist. Die Abweichung des wahren Glanzwinkels von dem aus der Braggschen Beziehung berechneten ist in erster Ordnung für $MoK\alpha_1$ unter Benutzung der natürlichen Spaltfläche des Kalkspatkristalls etwa 3″. Durch geeignete Wahl des oben erwähnten Winkels ist es Hatley gelungen, diese Abweichung bis 64″ zu erhöhen. Noch größere Abweichungen zu erreichen ist v. Nardroff gelungen unter Benutzung von Pyrit. Durch Reflexion gegen die (100)-Fläche des erwähnten Kristalls erhielt v. Nardroff folgende Abweichungen:

Strahlung	Natürliche Fläche	Geschliffene Fläche
$MoK\alpha_1$	5″,4	169″,2
$MoK\beta_1$	5″,1	172″,7
$CuK\alpha_1$	12″,2	210″,1
$CuK\beta_1$	4″,9	218″,1

Unter Benutzung der Formel:

$$\delta = \frac{(\sin\alpha - \sin\Theta_0)(\sin\alpha - \sin\varphi)(\sin\alpha + \sin\varphi)}{\sin\alpha - \sin^3\alpha}$$

wird $\delta = 1 - \mu$ berechnet. In der obigen Formel bedeutet 2α die Summe der Winkel α_1 und α_2, die der einfallende und der reflektierte Strahl mit der Kristallfläche bilden, φ ist der Winkel zwischen der geschliffenen Fläche und den Atomebenen des Kristalls und Θ_0 der Glanzwinkel gegen die Atomebenen, wie er aus der Braggschen Beziehung

$$\lambda = 2d \sin\Theta_0$$

berechnet wird. Unten geben wir eine Zusammenstellung dieser von v. Nardroff mit Pyrit erhaltenen Werte:

Strahlung	λ in XE.	$\delta \cdot 10^6$ (beob.)	$\delta \cdot 10^6$ (ber.)
$Mo\ K\beta_1$	631,02 ± 0,06	2,87 ± 0,20	2,64
$Mo\ K\alpha_1$	707,717 ± 0,015	3,35 ± 0,20	3,31
$Cu\ K\beta_1$	1389,15 ± 0,15	13,2 ± 0,4	13,53
$Cu\ K\alpha_1$	1537,22 ± 0,15	17,6 ± 0,5	17,60

Die oben angeführten berechneten Werte von δ sind vermittelst der von Bergen-Davis und v. Nardroff in folgender Form benutzten Dispersionsformel berechnet:

$$\delta = \frac{e^2 \cdot N}{2\pi c^2 \cdot m}\left[\frac{K_{Fe}}{\nu^2 - \nu_{Fe}^2} + \frac{K_S}{\nu^2 - \nu_S^2} + \frac{(Z_{Fe} - K_{Fe}) + 2(Z_S - K_S)}{\nu^2}\right].$$

K_{Fe} und K_S = Anzahl der Elektronen in der K-Gruppe eines Fe- bzw. S-Atoms,
ν_{Fe} und ν_S = die K-Grenzfrequenzen für Fe und S,
Z_{Fe} und Z_S = die Ordnungszahl der Elemente Fe und S.

Die für die Cu-Strahlung berechneten δ-Werte stimmen am besten mit den experimentell gefundenen δ-Werten überein, wenn die Anzahl der Elektronen in der K-Gruppe gleich 2 gesetzt wird. Dies sollte somit beweisen, daß die allgemein angenommene Besetzungszahl der K-Gruppe die richtige ist.

Für Kalkspat und $MoK\alpha_1$-Strahlung findet Hatley unter Benutzung zweier verschiedener Methoden folgende δ-Werte:

Methode I: $(2{,}21 \pm 0{,}16) \cdot 10^{-6}$,
„ II: $(1{,}94 \pm 0{,}06) \cdot 10^{-6}$.

Als allgemeines Mittel wird hieraus erhalten:

$$\delta = (2{,}03 \pm 0{,}09) \cdot 10^{-6}.$$

Aus der Lorentzschen Dispersionsformel erhält man, wenn man von den Eigenfrequenzen absieht:

$$\delta = 1{,}91 \cdot 10^{-6}.$$

Vermittelst der Formel:

$$\delta = \frac{\frac{\sin\bar{\varphi}_{\alpha_1}}{n_1} - \frac{\sin\bar{\varphi}_{\alpha_2}}{n_2}}{\frac{1}{n_1\sin\bar{\varphi}_{\alpha_1}} - \frac{1}{n_2\sin\bar{\varphi}_{\alpha_2}}},$$

die ohne Schwierigkeit abgeleitet werden kann und wo φ_{ni} die in verschiedenen Ordnungen gemessenen Glanzwinkel bedeutet, hat Larsson aus seinen Messungen an Glimmer den Wert von δ berechnet. Als Mittelwert ergab sich $8{,}75 \cdot 10^{-6}$ für $CuK\alpha_1 \lambda = 1537$ XE., während die Theorie einen Wert zwischen $8{,}48 : 10^{-6}$ und $10{,}2 \cdot 10^{-6}$ fordert.

Totalreflexion der Röntgenstrahlen.

Gemäß der Theorie der Brechung der Röntgenstrahlen muß Totalreflexion für solche Glanzwinkel φ stattfinden, für welche

$$\cos \varphi > \mu$$
$$\text{oder sin } \varphi < \sqrt{2\delta}$$

Compton hat zuerst diese Erscheinung experimentell nachgewiesen und den Wert des Grenzwinkels φ_0 für Glas, Silber und Lack bestimmt. Mit Hilfe der Beziehung:

$$\cos \varphi_0 = \mu$$

ist für die erwähnten Medien der Wert von $\delta = 1 - \mu$ berechnet. Die Resultate sind unten zusammengestellt zugleich mit den aus der Lorentzschen Dispersionsformel berechneten Werten.

Substanz	Dichte	λ in ÅE.	φ_0	δ (exp.)	δ (ber.)
Glas	2,52	1,279	10′	$4{,}2 \times 10^{-6}$	$5{,}2 \times 10^{-6}$
Glas	2,52	0,52	4′	0,9	0,7
Silber	10,5	1,279	22′.5	21,5	19,8
Lack	—	1,279	11′.0	5,1	—

Ähnliche Untersuchungen sind auch von Siegbahn und Lundquist ausgeführt unter Verwendung von Metallspiegeln und unter Benutzung von ziemlich großen Wellenlängen (etwa 4 ÅE.). Für Silber wurde unter Benutzung der $AgL\alpha$-Strahlung als Wert von φ_0 1°35′ gefunden, was einem Brechungsindex von etwa 0,9995 entspricht.

Brechung der Röntgenstrahlen durch ein Prisma.

Der Versuch, die Brechung der Röntgenstrahlen beim Durchgang eines Prismas nachzuweisen

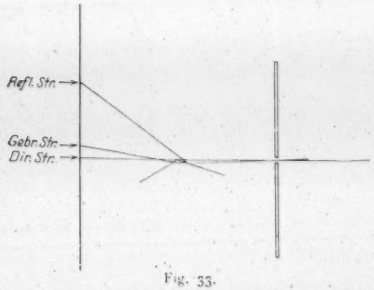


Fig. 33.

ist, wie bekannt, von altem Datum. Im Jahre 1924 ist es aber Larsson, Siegbahn und Waller gelungen, diese Erscheinung nachzuweisen und für Messungen zugänglich zu machen. Die Versuche wurden mit einem Glasprisma mit großem brechenden Winkel und unter Verwendung großer Einfallswinkel gemacht. Die Versuchsanordnung ist in Fig. 33 schematisch dargestellt, in Fig. 34 (Tafel I) ist eine Aufnahme wiedergegeben. In Tabelle IX sind die unter Benutzung verschiedener Wellenlängen erhaltenen Werte von $\delta = 1 - \mu$ zusammengestellt. Daneben sind auch die berechneten Werte von $\frac{\delta}{\lambda^2}$ angegeben.

Tabelle IX.

Glasprisma. Dichte: 2,551.

Strahlung	λ in ÅE.	$\delta \times 10^6$	$\delta/\lambda^2 \times 10^6$
Fe $K\alpha_{12}$	1,933	$12{,}38 \pm 0.4$	$3{,}31 \pm 0{,}10$
$K\beta$	1,750	10.00 ± 0.4	$3{,}26 \pm 0{,}10$
Cu $K\alpha_{12}$	1,538	$8{,}125 \pm 0{,}05$	$3{,}435 \pm 0.02$
$K\beta$	1,389	$6.648 \pm 0{,}05$	$3{,}443 \pm 0{,}03$
Mo $K\alpha_{12}$	0,708	$4{,}641 \pm 0{,}10$	$3{,}3 \pm 0.2$
$K\beta$	0,630	$4.220 \pm 0{,}15$	$3{,}4 \pm 0{,}4$

Machen wir eine Übersicht über das, was oben von der Brechung der Röntgenstrahlen angeführt ist, so scheint es außer Zweifel gestellt, daß die Abweichung der Braggschen Beziehung der Brechung der Röntgenstrahlen zuzuschreiben ist. Anderseits ist man wohl auch berechtigt zu sagen, daß die erwähnten Untersuchungen nicht hinreichend sind, um die gegebenen Theorien im einzelnen zu verifizieren. Betreffs der Messungen von Bergen-Davis und seinen Mitarbeitern ist es wohl zweifelhaft, ob man auf Grund dieser Resultate ohne weiteres die allgemeine Gültigkeit der Lorentzschen Dispersionsformel im Röntgengebiet feststellen kann. Diese Formel ist nur mit einer sehr beschränkten Anzahl von Röntgenfrequenzen geprüft und wie man bei den Untersuchungen von Pyrit findet, sind sämtliche Frequenzen größer als die beiden K-Grenzfrequenzen der in Pyrit eingehenden

Tabelle X.

Nach Messungen in Siegbahns Laboratorium von Hjalmar, Stensson, Leide und Dolejšek.

K-Reihe. Emission.

λ-Werte in XE.

Element Nr.		α_2	α_1	β_1	β_2
9	*F*		18,37 (ÅE.)	—	—
11	*Na*		11883,6	11591	—
12	*Mg*		9867,75	9534,5	—
13	*Al*		8319,40	7940,5	—
14	*Si*		7109,17	6739,3	—
15	*P*		6141,71	5786,2	—
16	*S*	5363,75	5360,90	5021,3	—
17	*Cl*	4721,36	4718,21	4394,6	—
19	*K*	3737,06	3733,68	3446,80	—
20	*Ca*	3354,95	3351,69	3085,45	—
21	*Sc*	3028,40	3025,03	2773,94	—
22	*Ti*	2746,81	2743,17	2508,98	2493,7
23	*Va*	2502,13	2498,35	2270,72	2264,6
24	*Cr*	2288,95	2284,84	2080,45	2067,0
25	*Mn*	—	2097,32	1905,91	1893,2
26	*Fe*	1936,51	1932,30	1752,72	1740,6
27	*Co*	1789,56	1785,28	1617,13	1605,4
28	*Ni*	1658,54	1654,61	1497,03	1485,4
29	*Cu*	1541,16	1537,26	1389,33	1378,0
30	*Zn*	1435,87	1432,06	1292,60	1280,97
31	*Ga*	—	—	—	—
32	*Ge*	1255,21	1251,30	1126,74	1114,62
33	*As*	1177,40	1173,43	1055,18	1042,93
34	*Se*	1100,43	1102,42	990,25	977,90
35	*Br*	1041,60	1037,56	930,84	918,26
37	*Rb*	927,72	923,60	827,03	814,84
38	*Sr*	877,54	873,37	781,53	769,19
39	*Y*	831,19	827,01	739,31	726,92
40	*Zr*	788,50	784,29	700,47	688,34
41	*Nb*	748,82	744,57	664,49	652,55
42	*Mo*	712,08	707,80	631,24	619,09
43	*Ma*	—	—	—	—
44	*Ru*	646,15	641,81	571,43	560,48
45	*Rh*	616,41	612,15	544,70	534,13
46	*Pd*	588,58	584,19	519,74	509,38
47	*Ag*	562,64	558,21	496,33	486,10
48	*Cd*	538,29	533,86	474,29	464,39
49	*In*	515,46	511,03	453,72	444,08
50	*Sn*	493,95	489,48	434,40	424,86
51	*Sb*	473,87	469,31	416,25	407,10
52	*Te*	454,91	450,37	399,26	390,37
53	*J*	437,03	432,49	383,29	374,71
55	*Cs*	404,11	399,59	—	—
56	*Ba*	388,99	384,43	—	—
57	*La*	374,66	370,04	—	—
58	*Ce*	361,10	356,47	—	—
59	*Pr*	—	—	—	—
60	*Nd*	335,95	331,25	—	—
61		—	—	—	—
62	*Sm*	313,02	308,33	—	—
63	*Eu*	302,65	297,90	—	—
64	*Gd*	292,61	287,82	—	—
65	*Tb*	282,86	278,20	—	—
66	*Dy*	273,75	269,03	—	—
67	*Ho*	264,99	260,30	—	—
68	*Er*	256,64	251,97	—	—
69	*Tm*	—	—	—	—
70	*Ad*	240,98	236,28	—	—
74	*W*	213,52	208,85	184,36	179,40
77	*Ir*	195,8	—	168,4	—
78	*Pt*	190,10	185,28	163,4	158,2

Tabelle XI. *K*-Reihe.

ν/R-Werte.

Element Nr.		α_2	α_1	β_1	β_2
9	*F*	49,61			
11	*Na*	76,68		78,62	—
12	*Mg*	92,34		95,57	—
13	*Al*	109,53		114,76	—
14	*Si*	128,18		135,21	—
15	*P*	148,37		157,41	—
16	*S*	169,89	169,98	181,48	—
17	*Cl*	193,01	193,14	207,36	—
19	*K*	243,84	244,07	264,38	—
20	*Ca*	271,61	271,88	295,51	—
21	*Sc*	300,90	301,24	328,51	—
22	*Ti*	331,75	332,20	363,20	365,42
23	*Va*	364,19	364,75	399,72	402,40
24	*Cr*	398,11	398,83	438,00	440,86
25	*Mn*	—	434,49	478,15	481,34
26	*Fe*	470,56	471,60	519,90	523,54
27	*Co*	509,20	510,44	563,51	567,63
28	*Ni*	549,42	550,75	608,72	613,48
29	*Cu*	591,27	592,76	655,91	661,30
30	*Zn*	634,65	636,34	704,99	711,39
31	*Ga*	—	—	—	—
32	*Ge*	725,99	728,26	808,77	817,56
33	*As*	773,96	776,59	863,61	873,78
34	*Se*	823,62	826,61	920,24	931,86
35	*Br*	874,88	878,28	978,98	992,39
37	*Rb*	982,27	986,65	1101,9	1118,3
38	*Sr*	1038,4	1043,4	1166,0	1184,7
39	*Y*	1096,4	1101,9	1232,6	1253,6
40	*Zr*	1155,7	1161,9	1300,9	1323,8
41	*Nb*	1216,9	1223,9	1371,4	1396,5
42	*Mo*	1279,7	1287,5	1443,6	1470,5
43	*Ma*	—	—	—	—
44	*Ru*	1410,3	1419,9	1594,7	1625,9
45	*Rh*	1478,4	1488,9	1673,0	1706,1
46	*Pd*	1548,3	1559,9	1753,3	1789,0
47	*Ag*	1619,6	1632,5	1836,0	1874,7
48	*Cd*	1692,9	1707,0	1921,3	1962,2
49	*In*	1767,9	1783,2	2008,4	2052,0
50	*Sn*	1844,9	1861,7	2097,8	2144,9
51	*Sb*	1923,0	1941,7	2189,3	2238,4
52	*Te*	2003,2	2023,4	2282,4	2334,4
53	*J*	2085,2	2107,0	2377,5	2432,0
55	*Cs*	2255,0	2280,5	—	—
56	*Ba*	2342,5	2370,4	—	—
57	*La*	2432,3	2462,6	—	—
58	*Ce*	2523,6	2556,3	—	—
59	*Pr*	—	—	—	—
60	*Nd*	2712,5	2751,0	—	—
61		—	—	—	—
62	*Sm*	2911,2	2955,5	—	—
63	*Eu*	3011,1	3059,1	—	—
64	*Gd*	3114,3	3166,1	—	—
65	*Tb*	3221,6	3275,6	—	—
66	*Dy*	3328,8	3387,2	—	—
67	*Ho*	3438,9	3500,8	—	—
68	*Er*	3550,8	3616,6	—	—
69	*Tm*	—	—	—	—
70	*Ad*	3781,5	3856,7	—	—
74	*W*	4267,8	4366,2	4942,9	5079,5
77	*Ir*	4654	—	5411	—
78	*Pt*	4793	4918	5577	5760

Fe- und *S*-Atome. Die in allerletzter Zeit in Siegbahns Laboratorium gemachten Untersuchungen, welche sich über ein großes Frequenzgebiet erstrecken, zeigen, wie Siegbahn in seinem

Tabelle XII.

Messungen von Lang und Weber in der K-Reihe[1]).

λ-Werte in XE.

	Ordnung	α_2	α_1	β_1	Autor
26 *Fe*	I	1936,51	1932,38	1752,85	L.
	I	1936,20	1932,28	1753,21	W.
27 *Co*	I	1789,48	1785,28	1617,13	L.
28 *Ni*	I	1688,48	1654,60	1496,80	L.
29 *Cu*	I	1541,17	1537,30	1389,39	L.
	I	1541,18	1537,30	1389,35	W.
30 *Zn*	I	1435,88	1431,98	1292,70	L.
	I	1435,96	1432,03	1292,65	W.
46 *Pd*	I	588,45	584,21	519,61	L.
	II	588,61	584,23	519,60	L.
	III	588,52	584,21	519,65	L.
47 *Ag*	I	562,49	558,20	496,07	L.
	I	562,51	558,02	—	W.
	II	562,54	558,18	—	L.
	II	562,27	558,18	—	W.
	III	562,53	558,16	—	L.
48 *Cd*	I	538,27	533,94	474,13	L.
50 *Sn*	I	493,84	489,51	434,90	L.
	I	493,83	489,68	434,03	W.

Tabelle XIII.

Messungen in der K-Reihe nach Cork.

λ_E Werte in XE.

	α_2	α_1	β_1	β_2
56 *Ba*	389,45	384,85	340,66	332,62
57 *La*	375,18	370,20	327,99	319,57
58 *Ce*	361,24	356,73	315,75	307,32
59 *Pr*	348,66	343,84	304,12	296,55
60 *Nd*	336,40	331,51	293,33	286,15
62 *Sm*	313,46	308,75	273,55	265,72
64 *Gd*	293,01	287,71	254,28	248,01
66 *Dy*	274,14	269,28	238,08	231,53
68 *Er*	256,95	251,00	222,74	216,93
74 *W*	213,09	208,84	184,56	179,07

Tabelle XIV.

λ in AE.

		α_1	α_2	β_1
43 Masurium	beob.	0,672	0,675	0,601
	ber.	0,6734	0,6779	0,6000

Tabelle XV. Schwächere Emissionslinien der K-Reihe nach Hjalmar.

λ-Werte in XE.

	α'	α_3	α_4	α_5	α_6	β_3	β'	β_2 (?)	β''
11 *Na*	11835	11802	11781	—	[2])	—	—	—	—
12 *Mg*	9826,5	9799,4	9786,2	9730,2	9711,8	9647	[2])	—	—
13 *Al*	8285,6	8264,6	8253,0	8205,8	8189,2	8025	[2])	—	—
14 *Si*	7083	7063,8	7053,7	7014	7003	6793,3	6744,2	—	—
15 *P*	[2])	6102,2	6095,0	—	—	5820,4	[2])	—	—
16 *S*	5340,6	5329,37	5323,25	5262,6	—	5047	5045,0	5012,7	—
17 *Cl*	—	—	—	—	—	—	—	—	4590,8
19 *K*	3718,7	3708,83		—	—	—	—	3434,6	3442,5
20 *Ca*	—	—		—	—	—	—	3067,4	3079,6
21 *Sc*	—	—		—	—	—	—	2755,5	—
22 *Ti*	—	—		—	—	—	2515,1	2493,7	—
23 *Va*	—	—		—	—	—	2285,3	2265,4	—

Tabelle XVI. Schwächere Emissionslinien der K-Reihe nach Dolejšek und nach Dolejšek und Siegbahn.

λ-Werte in XE.

	α''	α'	α_3	α_4	β_3	β'
15 *P*	—	—	—	—	5820,2	—
16 *S*	—	—	—	—	5044,7	—
17 *Cl*	4712	4702,5	4688	4684	4406,0	—
19 *K*	3730	—	3711,0	3708,8	—	—
20 *Ca*	3349	—	3332,3	3330,0	—	3091,1
21 *Sc*	3023	—	3006		—	2799,2
22 *Ti*	—	—	2726,9		—	—
23 *Va*	—	—	2484,6		—	—
24 *Cr*	—	—	2273,3		—	2085,7
25 *Mn*	—	—	2087,9		—	1910,5
26 *Fe*	—	—	1923,3		—	1756,0
27 *Co*	—	—	1777,4		—	1619,7
28 *Ni*	—	—	1647,6		—	1499,0
29 *Cu*	—	—	1530,7		—	—
30 *Zn*	—	—	1428,8		—	—

1) Diese Wellenlängenwerte sind von Lang und Weber relativ $CuK\alpha_1$ $\lambda = 1537{,}32$ XE. bestimmt, dann auf den Wert $CuK\alpha_1$ $\lambda = 1537{,}30$ XE. umgerechnet. — 2) Nachgewiesen, aber nicht gemessen.

Tabelle XVII. λ-Werte in XE.

Element	α_2	α_1	β_1	β_2	
42 *Mo*	712,35	708,06	631,31	619,9	Duane u. Mitarbeiter
42 *Mo*	713,1	708,1	632,4	621,4	Overn
42 *Mo*	711,87	707,59	630,75	619,27	Leide
42 *Mo*	712,08	707,80	631,24	619,69	Leide 1925
42 *Mo*	712,078	707,768	631,009	619,737	Allison und Armstrong[1]) 1925
74 *W*	218	214	192		Hull u. Rice
74 *W*	212,8	205,3	182,6	176,8	Led.-Leb. u. Dauvillier
74 *W*	212,4	207,6	183,4	178,4	Dershem
74 *W*	213,52	208,85	184,36	179,40	Siegbahn
74 *W*	213,48	208,67	184,26	179,07	Duane u. Stenström
74 *W*	—	208,71	—	—	Leide
78 *Pt*	—	185,3	—	150,3	Lilienfeld-Seemann
78 *Pt*	186	180	158	154	Led.-Leb. u. Dauvillier
78 *Pt*	189,8	185,0	163,4	157,4	de Broglie
78 *Pt*	190,10	185,28	163,4	158,2	Tandberg
78 *Pt*	189,5	185,1	164,4	159,6	Rogers

Tabelle XVIII. λ-Werte in XE.

Element	α_2	α_1	β_1	β_2	
31 *Ga*	1341,61	1337,85	1205,91	—	Uhler-Cooksey
44 *Ru*	645,4	641,0	570,5	559,3	Auger u. Dauvillier
45 *Rh*	616,56	612,30	545,45	534,4	Overn
77 *Ir*	195,8	—	168,4	—	Lilienfeld-Seemann
92 *U*	—	154	104	—	Dessauer u. Back

Nobel-Vortrag mitgeteilt hat, daß die Lorentzsche Dispersionsformel im Röntgengebiet keine allgemeine Gültigkeit hat.

V. Emissionsspektra.

Meßresultate.

A. K-Reihe.

Unter den neuen Forschungsergebnissen auf dem Gebiet der K-Reihe sind die Erweiterungen des gemessenen Spektralgebiets bis zum Element

Tabelle XIX. λ-Werte in Å-E.

Element Nr.	α	β
24 *Cr*	21,69	21,35
25 *Mn*	19,48	19,17
26 *Fe*	17,60	17,27
27 *Co*	16,07	15,80
28 *Ni*	14,65	14,33

9 Fluor durch die Messungen von Siegbahn und Thoraeus und weiter die neulich nachgewiesene Abhängigkeit des K-Spektrums von der chemischen Bindung des emittierenden Atoms, die später besprochen werden soll, hervorzuheben.

Das K-Spektrum von Fluor ist vom theoretischen Standpunkt aus von großem Interesse. Nach der Bohrschen Theorie findet die erste Besetzung des M-Niveaus bei dem Element 11 *Na* statt. Demgemäß kann man nicht erwarten, bei Fluor die β_1-Linie zu finden, sondern nur die α_1- und α_2-Linie. Mit der von Siegbahn und Thoraeus benutzten Dispersion war jedoch keine Auflösung der α-Gruppe möglich. Die von Siegbahn und Thoraeus als die $\alpha_1\alpha_2$-Linie von Fluor identifizierte Linie hat eine Wellenlänge gleich 18,37 ÅE., während die aus den $\sqrt{\nu/R}$-Werten extrapolierte Wellenlänge gleich 18,39 ÅE. ist. Von der β_1-Linie konnte keine Spur gefunden werden. Die Aufnahme der erwähnten Linie wurde unter Benutzung von Palmitinsäure als Gitter gemacht. In der Ta-

Tabelle XX. λ-Werte in Å-E.

		α_1	α_2	β_1	β_2	β_3
75 Rhenium	beob.	1,4299	1,4407	1,255	1,2048	1,2162)
	ber.	1,4306	1,4406	1,2555	1,2041	1,2169

1) Diese Werte sind für die Abweichung der Braggschen Beziehung korrigiert.
2) Diese Linie fällt mit WL β_{16} zusammen; dieser Wert wird daher als unsicher betrachtet.

Tabelle XXI.

Element Nr.	l	α_2	α_1	α_3	η	β_4	β_6	β_1	β_{13}	β_3	β_{11}	β_2	β_{11}	β_{12}
29 *Cu*			13309											
30 *Zn*			12222					11951						
31 *Ga*														
32 *Ge*			10413											
33 *As*			9650,3	9617,3				9394,0						
34 *Se*			8970,6	8938,6				8717,2						
35 *Br*			8356,6	8326,2				8107,6						
37 *Rb*			7302,7	7272,7	8029,0	6802,8	6967,5	7060,4		6760,9				
38 *Sr*	7821,—		6847,8	6818,3	7505,—	6385,5	6503,0	6609,2		6349,9				
39 *Y*			6434,9	6406,5		6001,9		6198,4		5967,8				
40 *Zr*	6898,—		6055,9	6027,2	6593,1	5652,7	5693,5	5822,5		5618,2		5573,4	——	——
41 *Nb*	6509,—	5717,—	5711,3	5688,6	6195,—	5331,4	5340,1	5479,6		5295,9		5225,3	5161,—	
42 *Mo*		5400,—	5394,3	5372,1	5835,—	5035,8		5165,8		5000,2		4909,2	4859,7	4841,7
44 *Ru*		4843,67	4835,67	4818,—		4512,6	4476,4	4611,00		4476,4		4361,9		
45 *Rh*	5207,0	4595,56	4587,78	4572,—	4911,2	4277,8	4230,1	4364,00		4241,3		4122,1	4048,8	4072,5
46 *Pd*	4939,6	4366,60	4358,50	4344,—	4659,2	4062,3	4007,0	4137,30		4025,7		3900,7	3867,6	3856,7
47 *Ag*	4697,6	4153,82	4145,64	4131,70	4410,1	3861,1	3799,4	3926,64		3824,45		3693,83	3663,3	3653,7
48 *Cd*	4471,3	3950,36	3947,82	3933	4187,5	3674,25	3607,3	3730,08		3639,42		3506,4	3477,5	3468,4
49 *In*	4259,3	3772,42	3763,67	3749,91	3976,1	3499,0	3428,0	3547,83		3461,9		3331,2	3304,0	3295,9
50 *Sn*	4063,3	3601,08	3592,18		3781,8	3336,3	3262,2	3377,92		3298,9		3167,0	3142,6	3134,7
51 *Sb*	3880,3	3440,75	3431,77		3599,6	3184,3	3107,8	3218,30		3145,14		3016,6	2993,4	2985,8
52 *Te*	3710,1	3291,70	3281,99			3040,0	2964,4	3069,97		3001,3		2876,1	——	——
53 *J*	—	3150,87	3141,66			2906		2930,95		2867		2746,08		
55 *Cs*	—	2895,60	2886,10		2983,3	2660,5	2587,5	2677,84		2622,03		2506,4	2483,—	
56 *Ba*	3128,7	2779,02	2769,64		2857,1	2549,8	2477,2	2562,24		2511,0		2399,3	2381,7	
57 *La*	3000,—	2668,03	2659,68		2734,—	2443,8	2373,9	2453,30		2405,3		2298,0		
58 *Ce*	—	2565,11	2556,00		2614,7	2344,2	2276,9	2351,00		2305,9	2212,1	2204,1		
59 *Pr*	2778,1	2467,63	2457,70		2507,—	2250,1	2185,9	2253,90		2212,4	2122,0	2114,8		
60 *Nd*	2670,3	2375,63	2365,31		2404,2	2162,2	2099,3	2162,21		2122,2	2038,8	2031,4		
62 *Sm*	2477,0	2205,08	2195,01		2214,—	1996,4	1942,2	1993,57	1987,1	1958,0	1885,1	1878,1		
63 *Eu*	2390,3	2127,33	2116,33			1922,1	1870,5	1916,31	1909,2	1882,7	1781,4	1808,2		
64 *Gd*	2307,1	2052,02	2041,03			1849,3	1803,1	1842,46	1835,5	1810,9	1748,1	1741,9		
65 *Tb*	2229,0	1982,31	1971,49			1781,4	1737,5	1772,68	1765,5	1742,5	1685,1	1679,0		
66 *Dy*	2154,0	1915,64	1904,60		1892,2	1716,7	1677,7	1706,58	1699,2	1677,7	1625,1	1619,8		
67 *Ho*	2082,1	1852,06	1840,98		1822,0	1655,3	1618,8	1643,52	1635,5	1616,0	1567,—	1563,7		
68 *Er*	2015,1	1791,40	1780,40		1754,8	1596,4	1563,6	1585,44	1575,6	1557,9	1512,—	1510,6	1501,4	
69 *Tm*	1951,1	1733,9	1722,8		1692,3	1541,2	1511,5	1526,8	—	1502,3	—	1460,2		
70 *Ad*	1890,0	1678,9	1667,79		1631,0	1488,2	1462,7	1472,5	—	1449,4	—	1412,8		
71 *Cp*	1831,8	1626,36	1615,51		1573,8	1437,2	1414,3	1420,7	—	1398,2	—	1367,2	1359,—	
72 *Hf*	1777,4	1577,04	1566,07		1519,7	1389,3	1371,1	1371,1	—	1349,7	—	1323,5		
73 *Ta*	1724,2	1529,4	1518,25		1465,5	1342,2	1326,7	1323,54	—	1303,3	—	1281,0		
74 *W*	1675,05	1484,52	1473,48		1417,7	1298,74	1287,1	1279,17	—	1269,00	—	1241,91	1235,4	
76 *Os*	—	1398,2	1388,16			1215,0	1204,8	1194,59	—	1177,2		1168,38		
77 *Ir*	—	1359,39	1348,54			1176,4	1171,7	1154,05		1137,9		1132,87		
78 *Pt*	1497,25	1321,21	1310,08		1240,1	1139,8	1139,8	1117,22		1099,50		1099,50		
79 *Au*	1456,54	1284,89	1273,55		1199,5	1104,4	1110,6	1080,93				1067,75		
80 *Hg*	1418,3	1249,7	1238,5		1161,9	1068,6	1077,4	1045,8		1030,1				
81 *Tl*		1216,03	1204,71		1125,—	1037,1	1048,0	1012,66		997,8		1007,86		
82 *Pb*	1346,62	1183,52	1172,02		1090,2	1004,69	1018,8	979,90		966,02		979,90		
83 *Bi*	1312,95	1153,3	1141,15		1057,—	975,4	991,6	949,30		935,7		952,93		
90 *Th*	1112,41	965,24	953,42			789,—	826,2	762,59		757,1		791,08		
92 *U*	1064,77	920,14	908,33		802,9	745,4	786,6	718,07		708,4		752,68		

belle X sind die aus Siegbahns Laboratorium stammenden Wellenlängenwerte der K-Reihe zusammengestellt. Die entsprechenden ν/R-Werte sind in der Tabelle XI zu finden. Diese Wellenlängen sind mit den von Leide gemachten neuen Messungen komplettiert worden. Diese Messungen von Leide umfassen die α_1- und α_2-Linien der Elemente von 30 *Zn* bis 70 *Ad* mit Ausnahme von 69 *Tu*, weiter die β_1- und β_2-Linien der Elemente von 30 *Zn* bis 53 *J*.

Die von Lang und Weber mit dem Seemannschen Schneidenspektrographen gemachten Relativmessungen der α_1-, α_2- und β_1-Linien sind in der Tabelle XII wiedergegeben.

Diese Messungen sind mit der Absicht ausgeführt, ein „Normalsystem“ für die Röntgenspektroskopie aufzustellen. Als Normale erster Ordnung wird der ältere Siegbahnsche Wellenlängenwert der $CuK\alpha_1$-Linie $\lambda = 1537{,}30$ XE. benutzt. Vermittelst eines Spektrographen nach dem von Rutherford und Andrade angegebenem Prinzip hat Cork eine Reihe von Messungen auf dem kurzwelligen Gebiet gemacht, Messungen, die den größten Teil der seltenen

λ-Werte der L-Reihe.

β_{10}	β_9	β_8	β_7	β_6	γ_5	γ_9	γ_1	γ_6	γ_7	γ_8	γ_{10}	γ_2	γ_3	γ_4
					6738,6							6028,2		
					6278,8							5629,4		
					5481,0		5373,0					4941,2		
							5024,1					4639,—		
					4819,0		4711,1					4361,3		
					4276,6		4172,82					3887,9		
					4035,2		3935,7		3896,8			3677,0		
					3811,6		3710,36		3676,—			3480,9		
3630,—	3620,—				3607,3		3514,85		3479,5			3299,7		
					3418,1		3328,00		3302,—			3131,6		
3265,8	3259,8		3317,—		3241,8		3155,29		3125,—			2973,6		2919,1
3114,4	3108,1		3149,—		3077,4		2994,93		2968,5			2827,3		2771,3
2972,5	2965,8				2925,6		2845,07					2688,9		2633,6
					2783,1		2700,47					2564,9		2505,7
							2577,48							
	2475,—		2480,—		2411,1		2342,52				2236,9	2232,2	2227,0	2169,1
	2371,2		2375,6		2302,3		2236,00		2218,—	2218,—	2140,2	2134,0	2129,5	2071,5
2285,—	2277,—		2270,—		2200,8		2137,20				2048,1	2041,6	2036,5	1978,7
2191,6	2184,0		2176,3		2105,6	2051,—	2044,33		2029,—	2019,—	1962,3	1955,9	1950,9	1895,2
2102,5	2095,8		2087,4		2016,1	1962,2	1956,81		1942,2	1932,2	1881,1	1875,0	1869,9	1815,3
2019,3	2011,7		2004,3		1931,3	1880,4	1873,83		1859,—			1797,4	1792,5	1740,8
1865,7	1858,1		1852,3		1775,1	1728,5	1723,09					1655,9	1651,7	1603,3
1790,—	1788,—		1784,—		1705,—	1659,3	1654,3		1644,—	1629,—		1593,9	1587,7	
1728,1			1719,6		1637,6	1593,6	1558,03					1531,0	1525,9	1481,8
1664,—			1655,8		1574,2	1531,4	1520,6					1473,8	1468,3	1423,9
			1595,7		1515,2		1469,7					1420,3	1415,9	1371,4
					1459,—	1416,—	1414,2					1367,7	1361,3	1319,7
	1482,3		1489,2		1403,—		1362,3					1318,4	1311,8	1273,2
					1352,3		1312,7					1271,2	1265,3	1220,4
					1303,0		1264,8					1225,6	1219,8	1182,0
1339,8	1333,0		1345,9		1256,—		1220,3					1183,2	1177,5	1141,1
			1303,5		1212,1		1176,5					1141,3	1135,6	1100,1
1250,6	1242,9	1273,8	1260,0	1250,6	1170,0		1134,71	1110,0				1102,0	1096,2	1062,4
1209,4	1202,1	1235,4	1220,8	1212,5	1129,2		1095,53	1072,0		1079,—		1065,84	1059,65	1026,47
				1140,—			1022,47							
		1126,7		1103,0			988,41	963,6				963,6	956,6	
1057,0	1051,9	1092,8	1078,5	1070,1	985,5		955,45	931,7				931,7	925,6	895,0
1025,7	1018,8	1060,9	1046,5	1038,2	954,2		924,37	901,25				901,25	895,68	866,3
			1007,8		914,4		893,5						869,5	834,8
			988,—	978,3	894,2		865,29	841,7				844,7	837,9	810,0
	922,3	973,5	959,0	949,52	863,9		837,08	813,70				818,2	813,70	783,6
	893,8			922,3	837,8		810,65	787,4				792,9	787,4	761,—
				762,59			651,03	630,1						
			736,—	724,13			612,83	592,6				604,4	597,0	

Erden umfassen; die Resultate sind in Tabelle XIII zu finden. Die von Berg und Tacke gefundenen K-Linien des neuentdeckten Elements 43 Masurium sind aus der Tabelle XIV ersichtlich.

Die von Hjalmar ausgeführten Wellenlängenmessungen der sog. Funkenlinien der Elemente niederer Ordnungszahlen sind durch neue Messungen von Siegbahn und Dolejšek erweitert (Tabelle XV und XVI). Auch bei Elementen höherer Ordnungszahlen hat man Linien gefunden, die aber wahrscheinlich nicht desselben Charakters sind wie die oben erwähnten Funkenlinien. So hat de Broglie gezeigt, daß die β_1-Linie der Elemente 45 *Rh* und 74 *W* an der langwelligen Seite von einem Satellit begleitet ist. Die Existenz dieser Linie bei Wolfram ist durch spätere Untersuchungen von Crofutt sichergestellt. Auch bei *Mo* haben Duane und Patterson diese Linie gefunden, dieser Befund wurde durch Untersuchungen sowohl Leides als auch Allisons und Armstrongs bestätigt. Ohnedies hat Leide den erwähnten Satellit bei der β_1-Linie der Elemente 46 *Pd*, 47 *Ag*, 49 *In* und 50 *Sn* ge-

Tabelle XXII.

Element Nr.		l	α_2	α_1	α_3	η	β_1	β_6	β_1'	β_{13}	β_3	β_{14}	β_2	β_{11}	β_{12}
29	*Cu*			68,47											
30	*Zn*			74,56					76,25						
31	*Ga*														
32	*Ge*			87,51											
33	*As*			94,43	94,75				97,01						
34	*Se*			101,58	101,95				104,54						
35	*Br*			109,05	109,45				112,40						
37	*Rb*			124,79	125,30	113,50	133,96	130,79	129,07		134,61				
38	*Sr*	116,5		133,07	133,65	121,4	142,71	140,13	137,88		143,51				
39	*Y*			141,61	142,24		151,85		147,02		152,70				
40	*Zr*	132,1		150,48	151,19	138,22	161,21	160,05	156,50		162,20		163,50		
41	*Nb*	140,0	159,4	159,56	160,19	147,1*	170,93	170,46	166,30		172,07		174,40	176,5	
42	*Mo*		168,7	168,93	169,63	156,1	180,96		176,40		182,25		185,62	187,52	188,21
44	*Ru*		188,14	188,45	189,1		201,94	203,57	197,93		203,57		208,92		
45	*Rh*	175,01	198,29	198,63	199,3	185,55	213,02	215,43	208,82		214,86		221,07	225,07	225,76
46	*Pd*	184,48	208,69	209,08	209,7	195,96	224,32	227,42	220,26		226,36		233,62	235,62	236,28
47	*Ag*	193,99	219,38	219,81	220,56	206,63	236,01	239,85	232,07		238,27		246,70	248,76	249,41
48	*Cd*	203,80	230,33	230,83	231,70	217,62	248,02	252,62	244,30		250,59		259,89	262,05	262,73
49	*In*	213,95	241,50	242,12	243,01	229,19	260,44	265,85	256,85		263,22		273,56	275,81	276,49
50	*Sn*	224,27	253,05	253,68		240,96	273,14	279,34	269,77		276,23		287,66	289,97	290,70
51	*Sb*	234,85	264,85	265,54		253,16	286,18	293,22	283,15		289,74		302,09	304,43	305,20
52	*Te*	245,62	276,83	277,66			299,76	307,40	296,83		303,63		316,84		
53	*J*		289,21	290,05			313,5		310,91		317,8		331,87		
55	*Cs*		314,71	315,74		305,46	342,52	352,18	340,30		347,42		363,58	367,0	
56	*Ba*	291,26	327,91	329,02		318,95	357,39	367,86	355,65		362,91		379,81	382,61	
57	*La*	303,7	341,44	342,62		333,3	372,89	383,87	371,45		378,86		396,55		
58	*Ce*		355,26	356,52		348,52	388,73	400,22	387,31		395,19	411,95	413,44		
59	*Pr*	328,02	369,29	370,78		363,4	404,99	416,89	404,31		411,89	429,44	430,90		
60	*Nd*	341,26	383,59	385,26		379,03	421,44	434,08	421,45		429,40	446,96	448,59		
62	*Sm*	367,89	413,15	415,16		411,15	456,46	469,19	457,10	458,59	465,41	483,41	485,21		
63	*Eu*	381,24	428,36	430,59			474,10	487,18	475,53	477,30	484,02	511,55	503,97		
64	*Gd*	394,99	443,95	446,28			492,76	505,39	494,59	496,47	503,21	521,29	523,15		
65	*Tb*	408,82	459,70	462,22			511,55	524,47	514,06	516,15	522,97	540,78	542,75		
66	*Dy*	423,06	475,70	478,46		481,59	530,83	543,17	533,94	536,20	543,17	560,75	562,58		
67	*Ho*	437,67	492,03	494,99		500,15	550,52	562,93	554,46	557,18	563,90	581,5	582,77		
68	*Er*	452,22	508,69	511,83		519,30	570,83	582,80	575,50	578,36	584,93	602,6	603,25	606,95	
69	*Tm*	467,05	525,57	528,93		538,49	591,26	602,90	596,84		606,60		624,10		
70	*Ad*	482,15	542,78	546,39		558,72	612,33	623,01	618,86		628,72		645,01		
71	*Cp*	497,47	560,31	564,08		579,01	634,06	644,33	641,42		651,75		666,52	670,5	
72	*Hf*	512,70	577,84	581,89		599,66	655,91	664,60	664,60		675,20		688,51		
73	*Ta*	528,50	595,83	600,20		621,83	678,93	686,87	688,51		699,23		711,40		
74	*W*	544,03	615,85	618,45		642,78	701,66	708,00	712,39		723,23		733,76	737,63	
76	*Os*		651,75	656,45			748,25	756,33	762,83		774,08		780,58		
77	*Ir*		670,35	675,84			774,62	777,75	788,99		800,82		804,39		
78	*Pt*	608,64	689,73	695,58		734,82	799,52	799,52	815,65		828,80		828,80		
79	*Au*	625,63	709,22	715,53		759,97	825,15	820,51	843,02				853,46		
80	*Hg*	642,50	729,19	735,79		784,29	852,77	845,80	871,36		884,6				
81	*Tl*		749,39	756,42		810,3	878,64	869,49	899,88		913,2		904,16		
82	*Pb*	676,70	769,96	777,51		835,90	907,01	894,50	929,98		943,3		929,98		
83	*Bi*	694,07	790,20	798,54		862,3	934,22	918,97	959,93		973,8		956,28		
90	*Th*	819,19	944,08	955,78			1155,0	1102,7	1194,94		1211,6		1151,93		
92	*U*	855,84	990,37	1003,23		1134,9	1222,5	1158,7	1269,08		1286,2		1210,70		

funden. Unten wird eine Zusammenstellung der Wellenlängendifferenzen zwischen dieser Linie β_3 und der β_1-Linie gegeben.

Element	Differenz	
42 *Mo*	0,9	(Duane u. Patterson),
42 *Mo*	0,72	(Leide),
42 *Mo*	0,562	(Allison u. Armstrong),
45 *Rh*	0,6	(de Broglie),
46 *Pd*	0,69	(Leide),
47 *Ag*	0,68	(Leide),
48 *Cd*	0,68	(Leide),
49 *In*	0,69	(Leide),
50 *Sn*	0,67	(Leide),
74 *W*	0,7	(de Broglie),
74 *W*	0,89	(Crofutt).

In dem K-Spektrum von *Mo* und *Pd* hat Leide eine Linie gefunden, die er mit β_4 bezeichnet. Die Wellenlänge dieser Linie ist kürzer als die der β_2-Linie und ist nach Leide:

Mo: 618,8 XE.
Pd: 508,4 XE.

ν/R-Werte der L-Reihe.

β_{10}	β_9	β_8	β_7	β_6	γ_2	γ_3	γ_1	γ_6	γ_7	γ_8	γ_{10}	γ_2	γ_3	γ_4
					135,23									
					145,13							151,17		
												161,88		
					166,25		169,60							
							181,58					144,42		
					189,10		193,43					196,4		
					213,08		218,38					208,94		
					225,83		231,54		154,5			274,39		
251,0	251,7				239,08		245,20		247,90			247,83		
					252,62		259,26		261,90			261,79		
					266,60		273,82		275,98			276,17		
279,03	279,55		274,7		281,10		288,81		291,61			290,99		
292,60	293,19		289,3		296,12		304,27		306,98			306,45		312,17
306,57	307,26				311,48		320,30					322,31		328,82
					327,43		336,70					338,90		346,02
							353,55					355,26		365,68
	368,4		367,4		377,95		389,01				407,38	408,24	409,19	420,11
	384,31		383,60		395,81		407,41		410,8	410,8	425,79	427,02	427,93	439,91
398,8	400,2		401,4		414,06		426,38				444,93	446,35	447,45	460,54
415,80	417,25		418,72		432,78	444,3	445,75		449,1	451,3	464,39	465,91	467,10	480,83
433,42	434,81		436,56		452,00	464,41	465,69		469,19	471,62	484,43	486,01	487,34	501,99
451,28	452,99		454,66		471,84	484,61	486,31		490,1			506,99	508,38	523,48
488,43	490,43		491,97		513,36	527,20	528,86					550,32	551,72	568,37
507,3	509,6		510,8		534,4	549,19	550,85		554,3	559,4		571,72	573,96	
527,52			529,93		556,47	571,83	573,62					595,21	597,20	614,98
547,0			550,35		578,88	595,06	596,93					618,31	620,63	639,98
			571,08		601,42		620,04					641,60	644,51	664,48
					624,5	643,5	644,37					666,28	669,41	690,5
	614,77		611,92		649,5		668,92					691,19	694,67	715,73
					673,88		694,23					716,83	720,22	743,03
					699,3		720,49					743,53	747,07	770,96
680,15	685,62		677,07		725,5		746,76					770,17	773,90	798,59
			699,08		751,80		774,55					798,46	802,48	827,68
728,65	733,22	715,60	723,30	728,63	778,86		803,04	820,98				826,90	831,28	857,74
753,49	758,07	737,63	746,45	751,56	807,00		831,81	850,07		844,5		854,98	859,97	887,77
				799,6			891,25							
		808,82		826,18			921,96	945,6				945,6	952,6	
861,63	866,28	833,90	844,93	851,57	924,71		953,77	978,07				978,07	984,52	1018,17
888,64	894,44	858,94	870,77	877,70	955,0		985,83	1011,12				1011,12	1017,41	1051,8
			904,22		996,5		1019,89					1048,0	—	1091,6
			922,6	931,4	1019,1		1053,12	1082,6				1078,8	1087,5	1125,0
	987,82	936,0	950,2	959,72	1054,8		1088,37	1119,97				1113,8	1119,9	1162,8
	1019,6			987,98	1087,7		1124,10	1157,5				1149,2	1157,5	1196,8
				1194,94			1399,74	1440,2						
			1238,1	1258,43			1486,98	1537,7				1507,8	1526,4	

Die von Duane und Stenström bei Wolfram gefundene Linie a_3 $\lambda = 215$ XE., ist Gegenstand mehrerer Untersuchungen gewesen, um die reelle Existenz dieser Linie festzustellen. So haben z. B. Crofutt und Leide keine Spur dieser Linie finden können. In Tabelle XVII und XVIII sind die Wellenlängen der Hauptlinien der K-Reihe von einigen Elementen zusammengestellt, die hauptsächlich durch Verwendung technischer Röntgenröhren gefunden sind.

Betreffs der Bezeichnungen der verschiedenen Linien in den Tabellen ist die Siegbahnsche Bezeichnungsweise verwendet. Unten sind diese und die Sommerfeldschen Bezeichnungen der Hauptlinien zusammengestellt.

Siegbahn:	α_2	α_1	β_1	β_2
Sommerfeld:	α'	α	β	γ

B. L-Reihe.

Die Bezeichnungen der Linien in diesem Kapitel sind wie in der K-Reihe in Übereinstimmung mit den von Siegbahn eingeführten.

Tabelle XXIII.

Messungen in der L-Reihe von Lang und Weber.

λ-Werte in XE.

Element Nr.	α_2	α_1	β_1	β_2	β_3	γ_1	
76 *Os*	1398,66	1388,59	1194,90	1168,84		1022,96	L.
77 *Ir*	1359,83	1348,69	1155,23	1133,32		988,82	L.
78 *Pt*	1321,68	1310,46	1117,43	1099,09		956,05	L.
	1321,50	1310,30	1117,42	1099,08		956,05	W.
79 *Au*	1285,29	1274,04	1081,38	1068,17		924,97	L.
82 *Pb*	1184,26	1172,68	980,58			837,76	L.
	1184,12	1172,51	980,72			837,76	W.
83 *Bi*	1153,62	1141,60	949,61	953,56		811,38	L.

Tabelle XXIV.

L-Reihe des Wolframs nach verschiedenen Messungen.

λ-Werte in XE.

	Dershem	Overn	Compton	Siegbahn u. Coster	Duane u. Patterson	Crofutt	Rogers
l	—	—	—	1675,05	1676,1	—	—
α_2	1482,8	1485,9	1484,6	1484,52	1484,4	1484,4	1484,3
α_1	1472,2	1473,1	1473,6	1473,48	1473,5	1473,3	1473,27
η	1416,3	—	—	1417,7	1418,1	1418	1417,3
—	—	—	1336,0?	—	—	—	—
β_4	1297,7	1298,4	1298,7	1298,74	1298,9	1298,8	1298,7
β_6	1286,8	1287,2	—	1287,1	—	1287,5	1287,6
β_1	1278,4	1279,3	1279,2	1279,17	1279,3	1279,3	1279,05
β_3	1258,6	1259,8	1260,2	1260,00	1260,5	1260,2	1260,1
β_2	1241,6	1243,4	1242,1	1241,91	1242,3	1242,1	1241,92
β_5	—	1235,5	—	1235,4	—	1236,4	1235,5
β_7	1220,2	1221,2	1218,7	1220,8	—	1221,7	1220,6
β_5	—	1213,2	—	1212,5	—	1213,3	1212,6
β_{10}	1209,8	1209,7	—	1209,4	—	1209,9	—
β_9	1177,3	1202,1	—	1202,1	1204,4	1202,7	1202,1
γ_5	1129,2	1130,2	—	1129,2	—	1129,9	1129,2
γ_1	1095,3	1096,7	1096,5	1095,53	1096,4	1096,4	1095,53
—	—	1079,4	—	—	—	1078,6	1078,0
γ_6	1070,5	1072,4	—	1072,0	—	1072,3	1071,5
γ_2	1064,8	1065,9	1065,3	1065,84	1065,9	1065,9	1065,0
γ_3	1058,7	1059,6	1058,4	1059,65	1060,0	1059,9	1059,0
—	1042,1	1044,6	—	—	—	1044,4	1043,3
γ_4	1025,3	1026,3	1025,1	1026,47	1026,5	1026,6	1025,6

Diese sind unten nebst den Sommerfeldschen Bezeichnungen zusammengestellt[1]):

Siegbahn:	α_2	α_1	β_1	β_2	β_3	β_4	β_5	β_6	β_7
Sommerfeld:	α'	α	β	γ	φ	φ'	ξ	ι	λ

Siegbahn:	γ_1	γ_2	γ_3	γ_4	γ_5	γ_6	γ_8	l	η
Sommerfeld:	δ	χ	χ	ψ	$\varkappa$	ϑ	μ	ε	η

Durch die von Siegbahn und Thoraeus gemachten Untersuchungen auf dem langwelligen Gebiet der L-Reihe sind die früher bekannten Wellenlängen dieser Reihe mit den Wellenlängen der Hauptlinien der Elemente 24 *Cr*, 25 *Mn*, 26 *Fe*, 27 *Co* und 28 *Ni* erweitert. Die bei den vorläufigen Messungen von Siegbahn und Thoraeus gefundenen Wellenlängen dieser Linien sind in der Tabelle XIX zusammengestellt. Die von Berg und Tacke zur Identifizierung des Elements 75 Rhenium gefundenen L-Linien dieses Elements sind in Tabelle XX zu finden.

In Tabelle XXI sind die λ-Werte der in Siegbahns Laboratorium gemachten Messungen wiedergegeben; die entsprechenden ν/R-Werte sind in Tabelle XXII zusammengestellt. Betreffs dieser Messungen sind die stärksten Linien von Hjalmar gemessen. Coster hat eine eingehende Untersuchung der L-Linien gemacht und außer erneuten Messungen bekannter Linien eine große Anzahl von neuen Linien gefunden, deren Wellenlängen in Tabelle XXI eingetragen sind. Die hier angeführten Wellenlängen der

1) Sommerfeld, Atombau und Spektrallinien, 4. Aufl. 1924.

Tabelle XXV.

M-Reihe nach Messungen von Stenström. λ-Werte in XE.

Element Nr.	α Gips	α Kalkspat	α Zucker	β Gips	β Kalkspat	β Zucker	γ Gips	γ Kalkspat	γ Zucker
92 *U*	3901	3901,4	3906.6	3703	3708,3	3712.8	3740	3471.4	
90 *Th*	4119	4129.15		3920	3933.3		3654	3656,5	
85 *Bi*	5100	5107,2		4893	4899.3		4515	4523.8	
82 *Pb*	5276	5275,1		5063,5	5064,8		4653	4663.7	
81 *Tl*	5445	5449.9		5223	5238,4		4802		
79 *Au*	5819			5601			5115		
78 *Pt*	6028	Zucker	6043,0	5812	Zucker	5824,5	5311		5279.9
77 *Ir*	6245	II. Ordn.		6029	α_1 Ref.-L.				
76 *Os*	6477			6250					
74 *W*	6973	6974,6	6979.5	6745	6752,7	6750,6			6090.5
73 *Ta*	7237			7011.5					
71 *Lu*	7818		7835.5	7587	7598,2				
70 *Yb*	8123		8136	7895	7902				
68 *Er*	8780			8561					
67 *Ho*	9123			8930					
66 *Dy*	9509			9513					

L-Linien von 72 Hafnium und 69 Thulium sind auch von Coster bestimmt; diese Messungen sind im Bohrschen Institut ausgeführt. Dauvillier hat eine umfassende Untersuchung der *L*-Linien der schwereren Elemente gemacht. Bezüglich dieser Messungen und der auf Grund der von Dauvillier ausgearbeiteten Systematik eingeführten Bezeichnungen der *L*-Linien muß auf die Originalarbeiten hingewiesen werden.

Die von Lang und Weber mit dem Seemann-Spektrographen ausgeführten Messungen von *L*-Linien einiger Elemente sind in Tabelle XXIII zusammengestellt. Schließlich sind in Tabelle XXIV die von verschiedenen Forschern gefundenen Wellenlängen des *L*-Spektrums von Wolfram zusammengestellt. Von Rogers und Crofutt sind außer den in Tabelle XXIV eingeführten Linien mehrere neue Linien gefunden. Crofutt hat die folgenden neuen Linien gefunden:

$$\beta_{15} : \lambda = 1243{,}2 \text{ XE.}$$
$$\beta_{16} : \lambda = 1216{,}6 \text{ „}$$
$$\gamma_{12} : \lambda = 1074{,}8 \text{ „}$$

Von diesen Linien hat Crofutt gezeigt, daß β_{15} und β_{16} den Übergängen $N_4 \rightarrow L_1$ bzw. $O_2 \rightarrow L_1$ entsprechen und daher dem Wolframspektrum angehören. Die γ_{12}-Linie läßt sich zwar als Kombination der Niveaus $L_3 - N_7$ darstellen, aber im Widerspruch zu dem Auswahlprinzip. Dies ist auch der Fall mit der γ_{11}-Linie, die von Overn und Dershem früher gefunden ist und deren Existenz durch die Messungen von Crofutt sichergestellt ist. Außer diesen zwei „verbotenen" Linien gibt es in dem *L*-Spektrum von Wolfram noch zwei Linien derselben Art, β_9 und β_{10}.

Rogers gibt als neue Linien sieben Linien mit den folgenden Wellenlängen an:

1450,3, 1373,5, 1321,2, 1248,7, 1230,0, 1113,8, 1086,2.

Ob diese Linien auch dem Wolframspektrum angehören, kann doch in Frage gesetzt werden.

Tabelle XXVI.

M-Reihe. Nach Messungen von Karcher.

λ in XE.

Element Nr.	α_1	β_1	β_2	γ_1	γ_2	γ_3
78 *Pt*	6049	5831	5649	5329	4733	4623
79 *Au*	5848	5632	5446	5154	4530	4439
80 *Hg*	5649	5439	—	—	—	—
81 *Tl*	5468	5254	—	—	—	—
82 *Pb*	5290	5078	—	4675	4073	—
83 *Bi*	5124	4915	4604	4534	3932	3840

C. *M*- und *N*-Reihe.

Unter neuen Messungen in der *M*-Reihe sind vor allem die umfassenden Messungen von Hjalmar zu erwähnen, die zur Entdeckung einer großen Anzahl von neuen Linien geführt haben. Die von Hjalmar in seiner Doktorarbeit publizierten Resultate sind in den Tabellen XXVII und XXVIII zusammengestellt. Der Vollständigkeit halber werden auch die älteren von Stenström und Karcher ausgeführten Messungen der *M*-Reihe wiedergegeben (Tabelle XXV und XXVI). Dank der in Siegbahns Laboratorium ausgearbeiteten Methodik zur Erforschung der langwelligen Gebiete ist es Thoraeus gelungen, bei einer eingehenden Untersuchung der *M*-Reihe von Wolfram eine große

Tabelle XXVII.

Element Nr.	M_1N_3	M_3N_7	$M_1N_2(\alpha_2)$	$M_1N_1(\alpha_1)$	α''	α'	$M_2N_2(\beta)$	β'''	β''	β'	M_2O_1
92 *U*	4029	4326	3913	3901	3885		3709	3700	3696	3684	3570
90 *Th*	5245	4569	4138	4129		4097	3931		3925	3921	3792
83 *Bi*	6498	5525	5117	5107		5078	4894		4875		4815
82 *Pb*	6727	5987		5273	5250	5242	5065		5012		4904
81 *Tl*		5879		5443	5427		5233		5210		5185
79 *Au*	*1)	6264		5831	5812		5619				
78 *Pt*				6041	6026		5820		5797		
77 *Ir*	8012	6663		6250	6225		6030		6011		
76 *Os*		6882		6481	6459		6256		6233		
74 *W*		*		6973	6952		6745		6726		
73 *Ta*				7238			7001				
71 *Lu*				7820	7803	7787	7582		7560		
70 *Yb*				8125	8111	8090	7891		7870	7852?	
68 *Er*				8783			8573				
67 *Ho*				9150			8943		8919		
66 *Dy*							9323				

1) Die Linie ist möglich, fällt aber mit einer anderen Linie zusammen.

Tabelle XXVIII.

Element Nr.	M_1N_3	M_3N_7	$M_1N_2(\alpha_2)$	$M_1N_1(\alpha_1)$	α''	α'	$M_2N_2(\beta)$	β'''	β''	β'	M_2O_1
92 *U*	184,9	210,6	232,9	233,6	234,6		245,7	246,3	246,5	247,3	255,8
90 *Th*	173,7	199,4	220,4	220,9		222,3	231,8		232,1	232,4	240,4
83 *Bi*	140,2	164,9	178,1	178,4		179,5	186,1		186,9		189,2
82 *Pb*	135,6	160,2		172,8	173,6	173,8	179,9		180,7		182,5
81 *Tl*		155,0		167,4	167,9		174,1		174,9		175,7
79 *Au*		145,5		156,3	156,8		162,2				
78 *Pt*				150,8	151,2		156,6		157,2		
77 *Ir*	113,7	136,8		145,8	146,4		151,2		151,6		
76 *Os*		132,4		140,6	141,1		145,7		146,2		
74 *W*				130,7	131,1		135,1		135,5		
73 *Ta*				125,9			130,2				
71 *Lu*				116,5	116,8	117,0	120,2		120,5		
70 *Yb*				112,2	112,3	112,6	115,5		115,8	116,1	
68 *Er*				103,7			106,3				
67 *Ho*				99,58			101,9		102,2		
66 *Dy*							97,74				

Tabelle XXIX.

M-Reihe von Wolfram.

Bezeichnung	Berechnet		Gefunden		Intensität
	ν/R	λ in ÅE.	Hjalmar	Thoraeus	
$M_5O_{2,3}$	204,7	4,452	—	4,433	1
M_4O_5	183,7	4,961	—	—	—
M_5N_5	177,0	5,149	—	5,157	1
M_5N_6	172,0	5,298	—	—	—
M_4N_4	170,2	5,354	—	5,365	2
M_2O_3	162,2	5,618	—	5,607	1
M_3N_5 (γ)	149,6	6,091	6,085	6,083	3
M_2N_4	148,7	6,128	—	6,123	1
M_4N_7	145,3	6,272	—	6,271	1
$M_2N_{1,2}$ (β)	135,3	6,735	6,745	6,733	5
$M_1O_{3,4}$	134,9	6,755	—	6,750	1
$M_1N_{1,2}$ (α)	130,7	6,972	6,973	6,963	5
M_1O_3	130,3	6,994	—	—	—
M_3N_7	123,8	7,361	—	7,349	2
M_2N_5	107,2	8,501	—	8,549	1
M_1N_5	102,6	8,882	—	—	—
M_1N_6	102,2	8,917	—	8,948	2

Anzahl von neuen Linien nachzuweisen. Diese von Thoraeus gefundenen *M*-Linien von Wolfram sind aus der Tabelle XXIX ersichtlich. In Tabelle XXX sind die Messungen der $M\alpha$- und $M\beta$-Linien von Hafnium nach Coster wiedergegeben.

λ-Werte der M-Reihe.

M_1P_1	$M_3N_3(\gamma)$	γ'	M_4N_7	M_3O_5	M_3O_1	M_5N_6	M_4N_4	M_5N_5	M_4O_2	M_5O_3	M_5P_1
3514	3472	3466 3459	3321	3107	2927	2909	2815	2750	2439	2299	2248
3753	3657	3645	3530	3276	3109	3127	2999	2917	2612	2437	
	4513	4497	*			3884	3816	3672			
	4666		4646				3945	3789			
	4806	4798					4095	3932			
	5131						*	4230			
	5303						*	4407			
	5484						4768	4548			
	5672	5652	5802				4949	4779			
	6085	6066									
	6301										
	6780										

ν/R-Werte der M-Reihe.

M_1P_1	$M_3N_3(\gamma)$	γ'	M_4N_7	M_3O_5	M_3O_1	M_5N_6	M_4N_4	M_5N_5	M_4O_2	M_5O_3	M_5P_1
259,3	262,5	262,9 263,4	274,3	293,3	311,2	313,3	324,1	331,4	373,5	396,5	406,5
242,8	249,2	250,0	258,1	278,2	293,1	291,4	303,8	312,4	348,9	374,0	
	201,9	202,7				234,6	238,8	248,2			
	195,3		196,1				231,0	240,5			
	189,6	190,8					222,5	231,8			
	177,6							215,4			
	171,8							206,8			
	166,2						191,1	200,4			
	160,7	161,2	157,1				184,1	190,7			
	149,8	150,2									
	144,6										
	134,4										

Tabelle XXX.

	Linie	λ in XE.	ν/R
72 Hafnium	α	7521	121,15
	β	7286	125,06

Tabelle XXXI.
N-Reihe nach Messungen von Hjalmar.

Elemente	Linie	λ in ÅE.	ν/R
92 U	N_7P_1	8,691	104,8
	N_7O_3	9,619	94,75
	N_6O_2	10,385	87,72
	N_5P_3	12,250	74,43
	N_5O_1	12,874	70,78
90 Th	N_7P_1	9,397	96,97
	N_7O_3	10,030	90,86
	N_6O_2	11,046	82,49
	N_5P_3	13,149	69,3
	N_5O_1	13,805	66,01
83 Bi	N_7P_1	13,208	68,99

Die Existenz der von Dolejšek zuerst nachgewiesenen N-Reihe ist durch neue Untersuchungen von Hjalmar sichergestellt worden. Die Meßresultate von Hjalmar sind in Tabelle XXXI zusammengestellt. Über die Deutung der von Dolejšek gefundenen Linien muß auf die Doktorarbeit von Hjalmar hingewiesen werden.

VI. Absorptionsspektra.

K-, L- und M-Reihe.

In den Tabellen XXXII, XXXIII und XXXIV sind die Resultate der bisher gemachten Untersuchungen der Grenzfrequenzen innerhalb der Röntgenserien zusammengestellt. Die hier wiedergegebenen Meßresultate sind jedoch meist ohne Rücksicht auf die Einwirkung der chemischen Bindung des absorbierenden Atoms gemacht. Über diese Einwirkung wird im Kap. X gesprochen.

In der K-Reihe liegen neue Messungen vor von Leide, Cabrera, Allison und Armstrong und dem Verfasser.

In der L-Reihe sind neue Messungen von Tandberg, Coster, Nishina und Werner

Tabelle XXXII.
λ-Werte der K-Absorptionsgrenzen.
λ in XE.

Element Nr.	de Broglie	Wagner	Fricke	Duane u. Mitarb.	Lindh
12 *Mg*	—	—	9511,2	—	—[1]
13 *Al*	—	—	7947,0	—	—
14 *Si*	—	—	—	—	6731,0
15 *P*	—	—	5758,0	—	5774,9
16 *S*	—	—	5012,3	—	5008,8
17 *Cl*	—	—	4384,4	—	—
18 *A*	—	—	3865,7	—	—
19 *K*	—	—	3434,5	—	3431,0
20 *Ca*	—	—	3063,3	—	3064,3
21 *Sc*	—	—	2751,7	—	—
22 *Ti*	—	—	2493,7	—	2491,2
23 *Va*	—	—	2265,3	—	2263,0
24 *Cr*	—	—	2067,5	2062,3	2066,3
25 *Mn*	—	—	—	1889,3	1892,1
26 *Fe*	—	1740	—	1737,7	1740,5
27 *Co*	—	—	—	1601,8	Walter
28 *Ni*	—	1485	Leide	1489,0	1484,5
29 *Cu*	1388	1375	1377,65	1378,5	—
30 *Zn*	—	—	1280,8	1296,3	1280
31 *Ga*	—	—	—	1190,2	—
32 *Ge*	—	—	—	1114,6	—
33 *As*	—	—	1042,63	1043,5	—
34 *Se*	1005	—	977,73	979,0	—
35 *Br*	916	917	918,09	917,9	—
37 *Rb*	812	—	814,10	814,3	—
38 *Sr*	767	—	768,37	769,6	—
39 *Y*	—	—	—	725,5	—
40 *Zr*	684	—	687,38	687,2	—

Element Nr.	de Broglie	Leide	Duane u. Mitarb.	Siegbahn u. Jönsson	Cabrera	Allison u. Armstrong
41 *Nb*	648	651,58	650,3	—	—	—
42 *Mo*	614	618,48	618,42	—	—	618,51
43 *Ma*	—	—	—	—	—	—
44 *Ru*	—	—	558,4	—	—	—
45 *Rh*	—	533,03	533,0	—	—	—
46 *Pd*	505	507,95	507,5	—	—	—
47 *Ag*	482	484,80	485,0	—	—	—
48 *Cd*	460	463,13	463,2	462,9	—	—
49 *In*	—	442,98	443,4	—	—	—
50 *Sn*	421	423,94	424,2	423,1	—	—
51 *Sb*	401	406,09	406,5	—	—	—
52 *Te*	385	389,24	389,6	387,7	—	—
53 *J*	369	373,44	373,7	371,5	—	—
55 *Cs*	340	344,07	344,4	343,6	—	—
56 *Ba*	327	330,70	330,7	330,6	—	—
57 *La*	313	318,14	318,8	318,6	318,6	—
58 *Ce*	300	306,26	306,8	306,4	306,5	—
59 *Pr*	—	—	—	294,6	295,1	—
60 *Nd*	—	284,58	286,1	285,5	284,6	—
62 *Sm*	—	—	—	263,6	264,4	—
63 *Eu*	—	—	—	254,3	254,8	—
64 *Gd*	—	—	—	245,6	246,2	—
65 *Tb*	—	—	239,8	—	237,6	—
66 *Dy*	—	—	230,8	229,4	230,1	—
67 *Ho*	—	222 64	—	221,4	221,8	—
68 *Er*	—	—	—	—	—	—
69 *Tu*	208	—	—	—	208,5	—
70 *Yb*	202,4 201,5	—	—	—	201,6	—

1) Diese Aufnahmen sind unter Benutzung des reinen Elements als absorbierende Substanz gemacht.

Tabelle XXXII. λ-Werte der K-Absorptionsgrenzen. (Fortsetzung.) λ in XE.

Element Nr.	de Broglie	Duane u. Mitarb.	Siegbahn u. Jönsson	Cabrera
71 *Lu*	1195	—	—	195,1
	1196,1			
72 *Hf*	190.5	—	—	190,1
73 *Ta*	—	—	—	183.6
				Crofutt
74 *W*	—	178,06	—	178.02
75 *Re*	—	—	—	—
76 *Os*	—	168,3	—	—
77 *Ir*	—	—	—	—
78 *Pt*	152	158,1	157.8	—
79 *Au*	149	153,4	152.4	—
80 *Hg*	146	149,0	147.9	—
81 *Tl*	142	144,9	142.7	—
82 *Pb*	138	141,0	138.5	—
83 *Bi*	133	137,1	134,6	—
90 *Th*	—	112,9	112,7	—
92 *U*	—	107,5	—	—

Tabelle XXXIII. λ-Werte in XE.

L-Absorptionsgrenzen nach Messungen von: Coster (C.), Lindsay (L.), Hertz (H.), Tandberg (T.), Duane und Patterson (D.-P.), de Broglie (d. B.), Wagner (W.), Coster, Nishina u. Werner (C.-N.-W.), Cork (Ck.), Crofutt (Cr.), Lepape und Dauvillier (L.-D.) und Chamberlain (Ch.).

Element Nr.	L_{III}	L_{II}	L_I	Autor
47 *Ag*	3684.4	3504.7	3260,5	C.
50 *Sn*	3146,9	—	—	Ch.
51 *Sb*	2994,5	2831,0	2632,7	L.
51 *Sb*	2991,5	—	—	Ch.
52 *Te*	2847,0	2683,7	2502.6	L.
52 *Te*	2847,1	—	—	C.
53 *J*	2712,4	2548.3	2381,9	L.
53 *J*	2714	2548	2402	T.
53 *J*	2712	—	—	C.
54 *X*	2587,5	2425.3	2272.4	L.-D.
55 *Cs*	2467,8	2307.3	2160.5	L.
55 *Cs*	2459	2299	2157	H.
55 *Cs*	2466	—	—	C.
56 *Ba*	2357.7	2199.5	2060,2	L.
56 *Ba*	2348	2194	2063	H.
56 *Ba*	2356,7	2198	—	C.
57 *La*	2253,7	2098.9	1968.9	C.-N.-W.
57 *La*	2250	2098	1971	H.
58 *Ce*	2159,7	2006.7	1885,6	C.-N.-W.
58 *Ce*	2158	2007	1887	H.
59 *Pr*	2072,7	1919,7	—	C.
59 *Pr*	2071	1922	1808	H.
60 *Nd*	1990,3	1837.6	—	C.
60 *Nd*	1992	1842	1736	H.
62 *Sm*	1840,9	—	—	C.
62 *Sm*	—	1701	1608	Ck.
63 *Eu*	1773	—	—	C.
64 *Gd*	1706,2	1558,7	—	C.-N.-W.
64 *Gd*	1699	1550	1470	Ck.
66 *Dy*	1587,0	1441.4	1364,8	C.-N.-W.
66 *Dy*	1576	1435	1362	Ck.
68 *Er*	1479.6	1334,9	1266,0	C.-N.-W.

Element Nr.	L_{III}	L_{II}	L_I	Autor
68 *Er*	1478	1336	1265	Ck
69 *Tm*	1429.9	1284.9	1219,6	C.-N.-W.
70 *Yb*	1382.4	—	1176,5	C.-N.-W.
70 *Yb*	1386	1242	1171	Ck.
71 *Lu*	1337.7	1194.5	1136.2	C.-N.-W.
72 *Hf*	1293,0	1151,5	1097	C.-N.-W.
73 *Ta*	1253	1111,8	1058	Ck.
74 *W*	1213.6	1072,6	1024	D.-P.
74 *W*	1212.2	1071,6	1021,7	Cr.
74 *W*	1211.2	1071,8	1023	Ck.
74 *W*	1215	1083	—	d. B.
76 *Os*	1138	998.5	951,5	Ck.
77 *Ir*	1103.6	965	919.5	Ck.
78 *Pt*	1070.4	932,1	892,1	D.-P.
78 *Pt*	1069	930	—	d. B.
78 *Pt*	1072	934	—	W
79 *Au*	1038.3	901.1	861,3	D.-P
79 *Au*	1038	898	858	d. B.
79 *Au*	1036	914	—	W.
80 *Hg*	1006.7	870,0	833,5	D.-P
80 *Hg*	1006	—	—	d. B.
81 *Tl*	977,6	841,5	805,5	D.-P.
81 *Tl*	974	840	—	d. B.
82 *Pb*	949.7	813,3	780.3	D.-P.
82 *Pb*	945	811	—	d. B.
83 *Bi*	921,6	787,4	756,5	D.-P.
83 *Bi*	921	786	—	d. B.
88 *Ra*	802	668	—	d. B.
90 *Th*	759.6	628,6	604,4	D.-P.
90 *Th*	757	624	604	d. B.
92 *U*	721.4	591.8	568.5	D.-P.
92 *U*	718	588	564	d. B.

Tabelle XXXIV. M-Absorptionsgrenzen. λ-Werte in XE.

Element Nr.	M_V	M_{IV}	M_{III}	M_{II}	M_I	Autor
83 *Bi*	4762	4569	3894	—	—	Coster
90 *Th*	3721	3552	3058	—	—	Stenström
90 *Th*	—	—	—	2571	2388	Coster
92 *U*	3491	3326	2873	—	—	Stenström
92 *U*	—	—	—	2385	2288	Coster

gemacht, weiter von Cork, Crofutt, Lepape und Dauvillier und Chamberlain.

Betreffs der M Reihe ist nichts Neues hinzugekommen über die Messungen von Stenström und Coster hinaus, wenn man von der Bestätigung der Existenz von den fünf Absorptionsgrenzen bei Thorium von Ross absieht.

Die Bezeichnungen der L- und M-Grenzen in den Tabellen sind in Übereinstimmung mit den von Bohr und Coster eingeführten. Über diese Bezeichnung siehe Kap. IX.

(Fortsetzung folgt.)

BESPRECHUNGEN.

A. Sommerfeld, Three Lectures on Atomic Physics. London, Methuen & Co. 1927. 70 S. Geb. £ —/2/6.

Der erste der drei an der Universität London gehaltenen Vorträge befaßt sich mit der Feinstruktur der Spektren von H und He^+. Es werden zunächst die kleinen, aber sehr charakteristischen Diskrepanzen zwischen Beobachtungen und relativistischer Feinstrukturtheorie (Auftreten verbotener Kombinationen, Paschen-Backeffekt des Wasserstoffdubletts) besprochen. Durch das Verhalten im Magnetfeld erscheint das Wasserstoffdublett den Alkalidubletts wesensgleich und in der Tat läßt sich das Wasserstoffspektrum in völliger formeller Analogie mit dem Na-Spektrum in ein Niveauschema bringen, bei dem aber gewisse Niveaus zusammenfallen, z. B. $3d_2$ und $3p_2$, $3p_1$ und $3s$, $2p_1$ und $2s$. Dadurch ist aber auch beim Wasserstoff außer der Haupt- und der azimutalen Quantenzahl eine dritte Quantenzahl j eingeführt, obwohl das Problem der relativistischen Keplerellipse nur zwei Freiheitsgrade hat. Die Hypothese des magnetischen Elektrons („spinning electron") als Ursache der Alkalidubletts fordert nun aber auch für Wasserstoff eine dritte Quantenzahl j und die quantenmechanische Durchrechnung ergibt infolge des Zusammenwirkens der beiden Effekte (Relativität und spinnendes Elektron) das beobachtete Aufspaltungsbild und erklärt das Auftreten des Paschen-Backeffekts.

Der zweite Vortrag betrifft die mehrfachen Terme und die Paulische Theorie des periodischen Systems. Die neuere Entwicklung macht eine neue Termnomenklatur erforderlich, die hoffentlich bald allgemein eingeführt wird: Jedem Elektron kommt ein Eigenmoment $s = +1/2$ zu. Bei mehreren Valenzelektronen ergibt sich die Resultante dieser Momente durch algebraische Addition. Bei Anregung erhält das Elektron ein Zusatzmoment, welches gleich der um 1 verminderten azimutalen Quantenzahl k der Bahn ist. Die Resultante l dieser Zusatzmomente ergibt sich durch vektorielle Aneinanderfügung der Einzelmomente in allen den möglichen Richtungen, welche eine ganzzahlige Resultante geben. Diese Quantenzahl l, und nicht die azimutale Quantenzahl k, ist es, welche den aus dem Zeemaneffekt ermittelten Termtyp (S, P, D, F, H...) bestimmt, und zwar mit folgender Zuordnung

	S	P	D	F
$l =$	0	1	2	3.

Das resultierende Gesamtimpulsmoment (die innere Quantenzahl j) ergibt sich durch vektorielle Zusammensetzung von s und l mit der Bedingung, daß j mit s ganz- oder halbzahlig wird. Die Multiplizität eines Termsystems ergibt sich zu $r = 2s + 1$. Als Symbol eines Atomzustands, in dem das Leuchtelektron die Quantenzahlen n und k hat, während $l = 1$, die Multiplizität gleich r und die innere Quantenzahl gleich j ist, wird das Zeichen

$$n_k\,{}^rP_j$$

vorgeschlagen. Wegen des Eigenmoments s des Elektrons wird jede Bahn nicht mehr durch drei, sondern durch vier Quantenzahlen charakterisiert und die Paulische Theorie des periodischen Systems hat nur die eine Voraussetzung, daß bei keinen zwei Elektronen ein und desselben Atoms alle vier Quantenzahlen gleich sind. Es wird gezeigt, wie diese Annahme die richtigen Periodenlängen liefert. Es sei bemerkt, daß die neue Zählung der 2. Quantenzahl, welche im Gegensatz zur früheren mit o beginnt, vom Verf. auf Grund des empirischen Materials erschlossen wurde und nun durch die Quanten- bzw. Wellenmechanik aufs beste begründet ist.

Im letzten Vortrag wird der Zusammenhang zwischen chemischem Verhalten und Stoner-Paulischer Systematik besprochen. Dabei wird insbesondere auf die Stabilität der abgeschlossenen Zweierschale der Elemente Zn, Cd, Hg hingewiesen, die in mancher Hinsicht der Heliumschale entspricht und die sich in der Existenz von Salzen wie $TlCl$, PbO u. a. kundtut. Dann wird der Unterschied im chemischen Verhalten von Ag gegenüber Cu und Au aus den verschiedenen Grundtermen des jeweils vorhergehenden Elements erklärt. Endlich wird auf die besondere Rolle der Tetraederanordnung (Diamant und Wurtzit) bei nichtpolar gebauten Kristallen hingewiesen. Diese Tetraederanordnung scheint charakteristisch für Bausteine mit abgeschlossener Viererschale und tritt bei solchen Verbindungen auf, deren beide Partner gleich weit rechts und links von einem Element mit abgeschlossener Viererschale entfernt sind, z. B. bei AlN, nicht aber bei CaO, da zwei Stellen hinter Ca keineswegs ein Element mit abgeschlossener Viererschale steht.

Trotz dem äußerlich geringen Umfang also ein sehr inhaltsschweres Buch, dessen Anschaffung sich kein Atomphysiker entgehen lassen wird, zumal der Preis im Verhältnis zur Ausstattung, an deutschen Maßstäben gemessen, ungewöhnlich niedrig ist.

Joos.

J. H. Van Vleck. Quantum Principles and Line Spectra. Bulletin of the National Research Council Nr. 54, Vol. 10. Part 4. Gr.-8°. 316 S. Washington D. C., National Research Council. 1926. $ 3.00.

Der vorliegende Bericht von Van Vleck behandelt im wesentlichen die formal-rechnerischen Grundlagen und Ansätze der Quantentheorie, wie sie etwa bis zum Herbst 1925 vorgelegen hatten. Die Anfänge der Quantenmechanik konnten bei der Korrektur noch

kurz berücksichtigt werden, jedoch ohne daß ihre klare Überlegenheit gegenüber den älteren Quantenmethoden in hinreichendem Maße hätte zum Ausdruck gebracht werden können. So gibt das Werk eine vielfach sehr eingehende Darstellung eines Entwicklungsabschnittes der rechnenden Quantenlehre, welcher in mancher Hinsicht bereits der Vergangenheit anzugehören beginnt — ein wunderliches Zeichen des unaufhaltsamen Vordringens der Forschung und der inneren Kraft der Ideen ihrer neuen Wegweiser.

Nach einer kurzen Einleitung über klassische Ansätze beginnt der Verf. sogleich mit den Bohrschen Postulaten der Quantentheorie, wobei davon abgesehen wird, auf die historische Entwicklung näher einzugehen, oder auf die von der Erfahrung gelieferten Tatsachen, welche die Einführung gerade dieser Postulate erzwungen haben. Auch in seinen übrigen Abschnitten ist der Bericht darauf eingestellt, Erfahrungsgrundlagen nur zu Prüfung, Kritik oder formaler Erweiterung der aus den Axiomen abgeleiteten theoretischen Ergebnisse heranzuziehen, so daß Anklänge an Sommerfelds klassisches Werk vermieden sind. Die „Standard"-Quantenbedingungen werden in der Schwarzschild-Bohrschen Form den Axiomen beigezählt, womit sie von Anfang an als ein unabänderlicher Bestandteil der darzustellenden Entwicklungen eingeführt werden. Der Zusammenhang zwischen der mechanischen Bewegung und den Spektrallinien erscheint dann als etwas durch ein „Korrespondenztheorem" eindeutig Vorgeschriebenes und nicht als ein Ausfluß der im Bohrschen Korrespondenzprinzip enthaltenen Forderungen, welche — in späteren Abschnitten des Buches — nur auf die Intensitäts- und Polarisationsfragen erstreckt werden. Außer diesem Korrespondenztheorem umfaßt der auf die Postulate folgende Abschnitt über die physikalischen Grundlagen der Quantenbedingungen noch eine ziemlich unvermittelte Besprechung des Ehrenfestschen Adiabatenprinzips. Nach einem weiteren vorbereitenden Abschnitt über die Ersetzung der Quantenbedingungen durch ein Variationsprinzip und über die Sommerfeldsche „Separations-Form" der Quantenbedingungen folgen Kapitel mit den Anwendungen der Theorie auf Ein- und Mehrelektronenprobleme, auf die Helium-Atommodelle, schließlich ein allgemeiner Überblick über die Gründe des Versagens der mechanischen Grundlagen bei den Mehrelektronenmodellen. Der nächste Abschnitt behandelt das „Korrespondenzprinzip der Intensitäten", indem er einerseits die Einsteinsche Ableitung des Planckschen Strahlungsgesetzes mit den dazugehörigen Korrespondenzbetrachtungen wiedergibt, anderseits das Auswahlprinzip für die verschiedenen Quantenzahlen (Serienspektren, normaler Zeemaneffekt), sowie Intensitätsschätzungen und Summenregeln für die zulässigen Quantenübergänge bespricht. Ein weiteres Kapitel umfaßt die Polarisations- und Dispersionsfragen, Linienbreite und Schärfe der stationären Zustände, endlich die Probleme der Resonanzstrahlung. Die Darstellung ist hier vielfach sehr knapp und flüchtig, z. B. sind die Dispersionsbetrachtungen des Referenten völlig verkannt und entstellt wiedergegeben; man vermißt insbesondere die klare Erkenntnis des Zusammenhanges zwischen Dispersion und Zerstreuung, was äußerlich auch darin zum Ausdruck gelangt, daß die Zerstreuung hier nur in Verbindung mit der Resonanzstrahlung und ohne jede Bezugnahme auf den Comptoneffekt behandelt wird. Der nächste, ziemlich umfangreiche Abschnitt ist der „mathematischen Technik der Quantentheorie" gewidmet und enthält die Hamilton-Jacobische Theorie, sowie Methoden und Anwendung der Störungsrechnung. Auch die Gesetzmäßigkeiten der Komplexstrukturen und der anomalen Zeemaneffekte vom Standpunkt der seinerzeitigen Quantentheorie aus einer konsequenten Deutung unzugänglich sind, hat sie der Verfasser im folgenden Kapitel abgesondert zusammengefaßt. Aus einem ähnlichen Grunde scheint auch die Sonderstellung des Schlußkapitels über Lichtquanten hervorgegangen zu sein, welches neben dem Compton- und Dopplereffekt auch einen knappen Hinweis auf die Strahlungsgesetze enthält.

Das von dem Verfasser behandelte Gesamtgebiet ist heute schon so sehr in die Breite gewachsen, daß selbst ein so umfangreicher Bericht wie der vorliegende, auch von wichtigen Einzelfragen keine erschöpfende Bearbeitung mehr geben und die gesamte vorliegende Literatur verarbeiten kann. Auswahl, Anordnung und Umfang des Gebotenen werden daher sehr stark durch subjektive Gesichtspunkte beeinflußt sein und darum nicht überall jedes Lesers Zustimmung finden können. Gegenüber der wohl vorhandenen Möglichkeit, alle prinzipiellen Zusammenhänge straffer hervortreten zu lassen, hat es der Verfasser vorgezogen, den innerlich am einheitlichsten empfundenen Teil der bisherigen Quantenlehre voranzustellen und ihm mehr oder minder losere Anwendungen auf Einzelfragen nachfolgen zu lassen.

A. Smekal.

Handbuch der Elektrizität und des Magnetismus. Herausgegeben von L. Graetz. Bd. V, Lieferung 1, Gr. 8°. 262 S. mit 190 Fig. Leipzig, Joh. Ambr. Barth. Preis brosch. M. 21.—.

Nach längerer Pause — die vier ersten Bände sind 1918—1923 herausgekommen — beginnt nun auch der letzte Band des altbekannten Graetzschen Handbuches zu erscheinen. Die Lieferung 1 enthält die Kapitel über Induktion und elektrische Schwingungen, beide besorgt von L. Graetz, und ein Kapitel über Wechselströme, das J. Wiesent zum Verfasser hat. Die Literatur ist bis Ende 1924, die deutsche z. T. noch bis Anfang 1926 berücksichtigt worden. Auffallend ist, daß die Anordnung mehr auf historische oder technische als auf sachliche Zusammengehörigkeit Gewicht legt. So wird die Stromverdrängung sowohl unter Induktion wie unter Wechselströmen behandelt; bei Gelegenheit der Induktionsapparate findet man eine ausführliche Behandlung der Unterbrecher und einiges über Schlagweiten; das Kapitel über elektrische Schwingungen bringt bei Gelegenheit der Fortpflanzung von Schwingungen längs Leitungen auch die Theorie der Kettenleiter, obgleich die Analogie derselben zu den Leitungen mehr mathematischer als physikalischer Art ist, usw.

In dem Artikel über Induktion wird zunächst — erfreulicherweise in großer Ausführlichkeit — über die Faradayschen Versuche berichtet und darauf die allgemeine Theorie auseinandergesetzt. Besonders eingehend werden, unter starker Hervorhebung der historischen Entwicklung, die Erscheinungen der unipolaren Induktion behandelt. Es folgt ein Kapitel über Induktionsapparate, dann Formeln und Meßmethoden für gegenseitige und Selbstinduktivität, schließlich ein kurzer Bericht über Stromverdrängung und Wirbelströme.

Das Kapitel über Wechselströme behandelt in kurzer und klarer Weise die Theorie der Ein- und Mehrphasensysteme, die Messung der Wechselströme, die Kurvenaufnahme und -analyse, sowie die Widerstandszunahme. Die Erzeugung der Wechselströme wird, da sie in anderen Kapiteln behandelt wird, nur gestreift.

Der Artikel über „elektrische Schwingungen" bespricht die gedämpften Entladungen in einfachen und gekoppelten Kondensatorkreisen, einschließlich der

Teslaströme und der Schwingungen in Hertzschen Oszillatoren und in Spulen; dann folgt die Erzeugung ungedämpfter Schwingungen mittels Lichtbogens, weiter die Detektoren und die Elektronenröhren. Letztere werden in zusammenhängender Darstellung als Verstärker, Gleichrichter und Schwingungserzeuger behandelt. Weiter wird die Ausbreitung elektrischer Wellen im Raume und längs Leitungen erörtert; die Anwendung der Schwingungen für Meßzwecke macht den Beschluß.

Es ist zu wünschen, daß die noch fehlenden Lieferungen des Bandes bald erscheinen mögen, damit dieses Handbuch, dessen Ruf seit langer Zeit feststeht, vollständig vorliege. Salinger.

J. Wiesent, Repetitorium der Experimentalphysik. 2., vermehrte u. verbesserte Auflage. Gr. 8°. XII u. 178 S. mit 86 Abbildungen u. 3 Tabellen. Stuttgart, F. Enke. 1926. M. 8.50, geb. M. 10.—.

Das vorliegende Büchlein ist entstanden aus einem Wiederholungskurs für Pharmazeuten und kommt in dieser vermehrten Auflage wohl für alle in Frage, die Physik als Nebenfach studieren. Der Charakter eines Repetitoriums erweist sich darin, daß das Buch auf engem Raum eine beträchtliche Fülle von Stoff in systematischer Weise zusammenstellt. Die Entwicklung der Physik ist bis in die neueste Gegenwart berücksichtigt. Recht gut ausgefallen sind besonders die §§ 79 und 80 über Elektrizitätsdurchgang durch Gase, Radioaktivität und Atombau, während in den §§ 78 und 81 die Elektrotechnik (besonders Dreileitersystem, Transformator, Drehstrom) entschieden zu kurz kommt. Den Zweck des Buches fördert eine sachgemäße und übersichtliche Stoffanordnung. Indes muß gesagt werden, daß die sprachliche Fassung vielfach zu knapp und manchmal nicht glücklich ist. Für das erstere seien genannt die Keplerschen Gesetze (S. 32), das Nernstsche Theorem (S. 57), das vielleicht faßlicher in der Form der „Unerreichbarkeit des Nullpunkts" vorgetragen würde, die Relativitätstheorie (S. 81) und vor allem die Planck sche Strahlungstheorie (S. 115), bei der ein Eingehen auf die spektrale Energieverteilung mit graphischer Darstellung unerläßlich ist. Für das letztere die Definition der Temperatur (S. 55), die Verflüssigung der Gase (S. 74). Doch nicht alle Gase bedürfen der Abkühlung (!), die Bezeichnung „Linse" für das ganze menschliche Auge (S. 96), die Gleichsetzung von „Spannung" mit „Potential", statt mit „Potentialdifferenz" (S. 121 u. 130).

Bei manchen Zahlenangaben (mechan. Wärmeäquivalent, Erdbeschleunigung) würden drei geltende Ziffern völlig genügen.

Im übrigen aber muß das Büchlein als recht brauchbar bezeichnet werden und macht mit seiner guten Ausstattung und den schönen Figuren einen ausgezeichneten Eindruck. Erich Nies.

Tagesereignisse.

Preisausschreiben des Vereins deutscher Ingenieure. Der Wissenschaftliche Beirat des Vereins hat Anfang 1925 ein Preisausschreiben in Höhe von 5000 M. zur kritischen Sichtung der Literatur über Verfahren zur Messung mechanischer Schwingungen erlassen. Bis zum gesetzten Termin waren vier Bewerbungen und eine Zuschrift zu diesem Preisausschreiben beim Wissenschaftlichen Beirat eingegangen. Das aus den Herren Geheimrat Lippart-München, Kurator des Vereins deutscher Ingenieure, Professor W. Hort-Berlin, Obmann des Ausschusses für Schwingungen und Direktor Hahnemann-Berlin bestehende Preisgericht hat am 9. November seine Sitzung abgehalten, nachdem die Mitglieder die eingegangenen Bewerbungen durchgearbeitet hatten. Von den Bewerbungen wurde die Arbeit mit dem Stichwort „Hose" und die Arbeit mit dem Stichwort „Pantoskop" mit Preisen bedacht, die übrigen Arbeiten genügten nicht den Anforderungen. Die Arbeit „Hose" ist sehr eingehend und umfangreich. Verfasser ist Herr Dr.-Ing. Hermann Steuding in Breslau in Verbindung mit Herrn Ing. Hugo Steuding in Breslau. Ihm wurde der 1. Preis in Höhe von 3000 M. zuerkannt. Verfasser der Arbeit „Pantoskop" ist Herr Dr.-Ing. Werner Kniehahn in Berlin; ihm wurde der 2. Preis in Höhe von 1000 M. bewilligt.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Innsbruck Dr. Viktor Oberguggenberger für Astronomie und Astrophysik.

Ernannt: Der Professor für physikalische Chemie an der Universität von Bristol J. W. Mc Bain in Loverhulme in gleicher Eigenschaft an der Stanford University California, I. A. V. Butler zum Dozenten für Chemie an der Universität Edinburgh, Dr. Caterina Rossi zum a. o. Professor für Chemie am Istituto Tecnico in Camerino, der Direktor des Kaiser-Wilhelm-Instituts für Arbeitsphysiologie in Berlin Professor Dr. E. Atzler zum Honorarprofessor für physikalische Chemie und Arbeitshygiene an der Technischen Hochschule Berlin.

Vom Lehramt zurück: Der ord. Professor der Astronomie an der Universität Jena, Hofrat Dr. Otto Knopf.

Ehrung: Der Ernst-Abbe-Gedächtnispreis für Physik der Carl-Zeiß-Stiftung wurde dem ord. Professor der Physik an der Universität München, Geheimer Rat Dr. Wilhelm Wien verliehen, Geheimrat Professor Dr. Max Planck in Berlin zum Dr. Ing. h. c. von der Technischen Hochschule Berlin ernannt.

Gestorben: Der frühere ord. Professor der allgemeinen Chemie an der Technischen Hochschule Stuttgart Dr. Karl v. Hell.

Angebote.

Die
Assistentenstelle
vom Radium-Institut
der Bergakademie Freiberg
ist zum 1. April 1927 neu zu besetzen. Das Gehalt ist das normale Assistentengehalt. Bewerbungen mit Lebenslauf und Zeugnisabschriften sind zu richten an das
Radium-Institut der Bergakademie Freiberg, Sa.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. F. Harms in Würzburg. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.